

Tesis Doctoral

Detección y efectos de ondas de gravedad en la baja atmósfera sobre Sudamérica y algunas aplicaciones de la técnica de radio ocultamiento satelital GPS

Hierro, Rodrigo Federico

2011

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Hierro, Rodrigo Federico. (2011). Detección y efectos de ondas de gravedad en la baja atmósfera sobre Sudamérica y algunas aplicaciones de la técnica de radio ocultamiento satelital GPS. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

Cita tipo Chicago:

Hierro, Rodrigo Federico. "Detección y efectos de ondas de gravedad en la baja atmósfera sobre Sudamérica y algunas aplicaciones de la técnica de radio ocultamiento satelital GPS". Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2011.

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Ciencias de la Atmósfera y los Océanos

Detección y efectos de ondas de gravedad en la baja atmósfera sobre Sudamérica y algunas aplicaciones de la técnica de radio ocultamiento satelital GPS

Tesis presentada para optar por el título de Doctor de la
Universidad de Buenos Aires en el área Ciencias de la Atmósfera

Rodrigo Federico Hierro

Director: Dr. Alejandro de la Torre

Consejero de Estudios: Dr. Roberto Bochicchio

Lugar de trabajo: Facultad de ingeniería, Universidad Austral

Buenos Aires, octubre de 2011

Resumen

En el presente trabajo, se muestran algunas aplicaciones de la técnica de RO (Radio Ocultamiento) satelital GPS-LEO (Global Positioning System-Low Earth Orbit) en la tropósfera, con especial énfasis en Sudamérica y en particular, la región de Cuyo. En primer lugar, se muestran patrones climatológicos globales y regionales obtenidos con datos derivados de esta técnica. Luego se analiza el efecto de un importante aspecto dinámico en la distribución de energía y cantidad de movimiento en las atmósferas baja y media: las ondas de gravedad interna y en particular, las ondas de montaña. A fin de obtener una adecuada información de la distribución de ondas de montaña en la región de Cuyo, los datos experimentales provenientes de los perfiles de RO son complementados mediante simulaciones numéricas. En éstas, se utiliza el modelo numérico de mesoescala WRF (Weather Forecasting System) para reproducir las variables dinámicas involucradas en la propagación de ondas de montaña. Se proponen dos aplicaciones. En primer lugar, la posible acción directa de las ondas de montaña durante el verano, como mecanismo disparador de procesos de convección profunda, a partir de información disponibles de radares Banda C y S. En segundo lugar, a partir de reanálisis del ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) se realizó un análisis de ondas de montaña en una de las regiones de mayor actividad ondulatoria del mundo como es la región sur de la Patagonia, Pasaje de Drake y Península Antártica. Se calculó el transporte vertical de flujo de momento horizontal asociado a estas ondas y se procuró reducir la discrepancia entre ondas reales y aparentes al menos parcialmente. En ambas aplicaciones, a fin de aislar las perturbaciones en los rangos de longitudes de onda de interés, se procesaron los perfiles de velocidad vertical, temperatura, presión de vapor de agua y presión, aplicando una nueva técnica de filtrado. Dicho método

ha sido desarrollado con el propósito de cuantificar y determinar el origen de los incrementos espúrios de energía potencial ondulatoria sistemáticamente detectados en trabajos previos inmediatamente sobre la tropopausa.

1

¹Detección y efectos de ondas de gravedad en la baja atmósfera sobre Sudamérica y algunas aplicaciones de la técnica de radio ocultamiento satelital GPS.

Effects and detection of gravity waves in the lower atmosphere over South America and some applications of the GPS RO satellite technique

Abstract

In this work, some applications from GPS-LEO (Global Positioning System-Low Earth Orbit) RO (Radio Occultation) technique are shown. The South American troposphere with special attention over the Cuyo region is studied. First, global and regional climatological patterns derived from this technique is presented. Then, an important dynamic effect in the energy distribution and momentum flux within the medium and lower atmosphere as internal gravity waves and in particular mountain waves, is analyzed. From the mesoscale WRF (Weather Forecasting System) model, RO profiles are complemented with numerical simulations to obtain an appropriate density of data from mountain waves over the Cuyo region. Two applications are proposed: First, the possible direct action of mountain waves as a triggering mechanism of deep convection during summer, complemented with C and S radar available data. Second, from ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) reanalysis, a study of mountain waves over one of most energetic regions in the world as it is the Southern Andes, the Drake Passage and the Antarctic Peninsula, is performed. The vertical transport of horizontal momentum flux associated to these waves is calculated. A new filtering method is applied in both cases to temperature, pressure and vapour pressure in order to isolate the wavelength range of interest. This method has been developed to determine and quantify the spurious increase of energy systematically detected over the tropopause in previous studies.

Agradecimientos

Agradezco el apoyo recibido a mi director, Dr. Alejandro de la Torre, mi consejero de estudios, Dr. Roberto Bochicchio, a los Dres. Pablo Llamado y Pedro Alexander, al C. C. Alfredo Rolla y demás miembros del grupo de Dinámica de la Atmósfera, así como a a las autoridades de la Facultad de Ingeniería de la Universidad Austral.

Índice general

1. Introducción	3
1.1. El Radio Ocultamiento (RO) satelital	7
1.1.1. Sistema de Posicionamiento Global (GPS)	7
1.1.2. Obtención de datos atmosféricos por RO GPS	7
1.1.3. Derivación de las propiedades atmosféricas	9
1.2. Ondas de gravedad interna (OGI)	13
1.2.1. Relaciones de polarización	22
2. RO-GPS: aplicaciones	25
2.1. Variables meteorológicas sobre Sudamérica	26
2.1.1. Características regionales	27
2.1.2. Metodología y datos	27
2.1.3. Temperatura y humedad específica en capas bajas	28
2.2. Actividad ondulatoria detectada	34
2.3. Un método para la determinación de perturbaciones	38
2.3.1. Filtrado: Obtención de las perturbaciones	38
2.3.2. Separación del fondo y las perturbaciones	41
2.3.3. El nuevo método de filtrado	44
3. Ondas de gravedad interna: 2 aplicaciones	55
3.1. Tormentas severas cerca de los Andes en pre-sencia de ondas de montaña	56
3.1.1. Recursos experimentales	58
3.1.2. Simulaciones	58
3.1.3. Circulación regional	62

3.1.4. Análisis de ondeleta (wavelet) de las ondas de montaña	66
3.2. OGI de gran amplitud sobre el sur de los Andes, Pasaje de Drake y Península Antártica	75
3.2.1. Motivación y elección de la región	77
3.2.2. Sobre la elección de las latitudes	78
3.2.3. Simulaciones numéricas	79
3.2.4. Análisis de las ondas	80
3.2.5. Caso 1 (49S) (16 de julio)	82
3.2.6. Caso 2 (54S) (25 de junio)	84
3.2.7. Caso 3 (59S) (21 de junio)	87
3.2.8. Caso 4 (65S) 28 de julio)	89
3.2.9. Caso 5 (71S) (19 de julio)	92
3.2.10. Flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal	95
4. Conclusiones	101
5. Referencias	105

Capítulo 1

Introducción

En las últimas décadas, se ha prestado gran atención a las posibles fuentes de ondas de gravedad interna (OGI) u ondas internas de gravedad y planetarias existentes en las atmósferas baja y media. Se sabe que dichas fuentes tienen una notable influencia, tanto en la situación meteorológica local, como en el transporte de cantidad de movimiento y de energía entre distintas alturas, jugando un papel crucial en la circulación general de la tropósfera y la estratosfera (Lindzen, 1990). Las OGI que colectivamente no se hallan correctamente parametrizadas en los modelos numéricos de circulación general, normalmente inducen a simular vientos excesivamente intensos, débiles, o bien incorrectamente direccionados. Se acepta actualmente que las fuentes principales de OGI son (Fritts y Alexander, 2003): 1) el forzado orográfico (p.e. Lott y Teitelbaum, 1993), 2) la actividad frontal y convectiva en los trópicos (p.e. Vincent y Alexander, 2000) y a latitudes medias (p.e. Preusse y otros, 2002), 3) las inestabilidades de corte y el ajuste geostrófico (Murayama y otros, 1994). La observación de estructuras de ondas de gravedad en las atmósferas baja y media, se realiza básicamente mediante técnicas in situ (p.e. radiosondeos) y remotas (observaciones con radares y satelitales). Algunas de estas últimas, recientemente han cobrado un considerable desarrollo, dentro de conocidas ventajas y limitaciones. La aplicación de la técnica de radio ocultamiento (RO) usando transmisores del sistema de GPS en órbitas altas y receptores a bordo de satélites de baja órbita, ha provisto perfiles de refractividad atmosférica muy precisos. A partir de perfiles verticales de refractividad y de un modelo atmosférico, se obtienen diversos parámetros indirectamente: desde temperatura, presión, altura geopotencial y vapor de agua, hasta especies minoritarias como aerosoles, agua líquida de las nubes y densidad electrónica ionosférica. La enorme ventaja ofrecida por la cobertura en todo el planeta tanto sobre los territorios continentales como oceánicos, la resolución vertical en la temperatura menor que 1 K , la estabilidad a largo plazo y fundamentalmente la ausencia de cualquier limitación impuesta por posibles condiciones climáticas, hace a la técnica de RO GPS única dentro de los diferentes sistemas de sensado remoto de la atmósfera (Kursinski y otros, 1997).

Este trabajo se propone, a partir de perfiles verticales derivados de la técnica RO-GPS, verificar la capacidad de los mismos en reproducir variables características de la tropósfera, distinguir zonas de actividad ondulatoria sobre Sudamérica y obtener

un filtro adecuado que permita aislar perturbaciones asociadas a ondas de gravedad interna. A partir de esta información, se analizan en detalle los incrementos de energía detectados inmediatamente sobre la tropopausa. Para esto, se determina la importancia relativa de las OGI, en particular ondas de montaña (OM) en la detonación de procesos de convección violenta durante el verano en la zona de Cuyo y se tratan 5 casos de estudio de ondas de montaña de gran amplitud durante el invierno de 2009 a lo largo de la Patagonia sur, encontrando en cada caso el o los modos principales de oscilación y la distribución vertical de flujo de cantidad de movimiento.

Los dos primeros capítulos son introductorios y en ellos se presenta una breve descripción de la técnica de RO-GPS (Capítulo 1.1) y se desarrollan conceptos básicos de las OGI (Capítulo 1.2). El Capítulo 2, presentan aplicaciones de los perfiles verticales de RO-GPS completos y de perturbaciones debido a ondas: en la Sección 2.1 se comprueba la utilidad de esta herramienta para describir el comportamiento del vapor de agua en la atmósfera (Hierro y otros, 2012); en la Sección 2.2 se muestran resultados obtenidos al evaluar la actividad ondulatoria mediante la estimación de la energía potencial global con foco en Sudamérica (por ej. LLamedo y otros, (2009) y de la Torre y otros, (2006b)); en la Sección 2.3 se presenta un nuevo método de filtrado (Alexander y otros, 2011), desarrollado a partir de datos de T derivados de esta técnica, el cual permite obtener las perturbaciones sobre la tropósfera y la tropopausa. A partir de la marcada actividad ondulatoria mencionada anteriormente, el capítulo siguiente (Capítulo 3), se focaliza en la detección de OGI en la tropósfera, en particular de ondas de montaña (OM). La zona cordillerana de los Andes Sur puede ser considerada un laboratorio natural donde las principales fuentes de ondas de gravedad coexisten (por ej., de la Torre y Alexander, 2005), representando a su vez, un importante obstáculo a los vientos provenientes desde el Pacífico y generando OM de gran amplitud. Dada la dificultad de determinar mediante observaciones la presencia de este tipo de estructuras, en este Capítulo se analiza la ocurrencia de las mismas mediante simulaciones numéricas realizadas con el modelo WRF (Skamarock y otros, 2008). Estas simulaciones se validan con datos de RO-GPS mediante perfiles verticales de temperatura (T) y variación vertical de frecuencia de Brunt-Väisälä, dado que ambas variables son proporcionales a la e-

nergía potencial de la onda. En la sección 3.1 se verifica, a partir de las perturbaciones de T y de w , la ocurrencia de OM en eventos de tormentas severas sobre Mendoza (de la Torre y otros, 2011) analizando el posible efecto de las mismas como disparadores de convección profunda. En la Sección 3.2 se presentan cinco eventos de OGI de gran amplitud sobre la región de la Patagonia sur (de la torre y otros, 2012). En cada caso, se analiza la circulación sinóptica que da lugar a cada uno de ellos, se determinan los modos importantes y la dirección de propagación de la onda y se calcula la distribución vertical del flujo de cantidad de movimiento. Finalmente, en el Capítulo 4 se exponen sintéticamente las principales conclusiones obtenidas así como las líneas de investigación planificadas y actualmente en ejecución.

Los resultados de este trabajo dieron lugar a las siguientes publicaciones:

Alexander, P., de la Torre, A., Llamedo, P., Hierro, R., Schmidt, T., Haser, A., and J. Wickert, 2011: A method to improve the determination of wave perturbations close to the tropopause by using a digital filter. *Atmos. Meas. Tech.*, 4, 1777-1784, doi:10.5194/amt-4-1777-2011.

de la Torre, A., R. Hierro, P. Llamedo, A. Rolla and P. Alexander, 2011: Severe Hail storms near Southern Andes in the Presence of Mountain Waves. *Atmos. Res.*, 101, (1-2), 112-123, doi:10.1016/j.atmosres.2011.01.015.

de la Torre, A., P. Alexander, R. Hierro, P. Llamedo, A. Rolla, T. Schmidt and J. Wickert, 2012. Large Amplitude Gravity Waves above the Southern Andes, the Drake Passage and the Antarctic Peninsula. *J. Geophys. Res.*, 117, D02106, doi:10.1029/2011JD016377.

Hierro, R., P. Llamedo, A. de la Torre, P. Alexander, A. Rolla, 2012. Climatological patterns over South America derived from GPS RO data. *J. Geophys. Res.*, 117, D03116, doi:10.1029/2011JD016413.

1.1. El Radio Ocultamiento (RO) satelital

1.1.1. Sistema de Posicionamiento Global (GPS)

El sistema de posicionamiento global (GPS por sus siglas en inglés) fue concebido como un sistema, el cual, a partir de posiciones conocidas de sus satélites, determina posiciones desconocidas de un receptor en tierra, mar, aire o en el espacio. La señal GPS está marcada con el tiempo en que es transmitida, de manera que un receptor sincronizado puede determinar el tiempo de viaje de dicha señal. La atmósfera terrestre degrada la señal GPS, introduciendo un error en la determinación de posiciones, sin embargo este error en su propósito original es utilizado para obtener información de propiedades de la atmósfera. La precisión del sistema se basa en el hecho de que la señal está precisamente controlada por relojes atómicos.

El sistema GPS está compuesto de 3 partes:

- Los satélites que emiten la señal
- Un control de tierra que dirige el sistema
- Receptores

Los receptores GPS reciben la señal emitida por los satélites y computan su posición y velocidad. Son necesarios al menos 4 satélites GPS para computar posiciones en tres dimensiones y el offset de tiempo en el reloj receptor. Existen dos tipos principales de receptores, los que miden el tiempo de viaje de la señal y los que miden fase de la señal. En los primeros, la distancia al satélite es computada a partir del tiempo de viaje de la señal, el cual es medido comparando el tiempo de emisión de la señal en el satélite con el tiempo de recepción. En el segundo tipo de receptores, se mide la fase de la frecuencia portadora con precisión de 0.5 % de una longitud de onda, logrando precisiones de 1 a 3 mm.

1.1.2. Obtención de datos atmosféricos por RO GPS

Las aplicaciones de las técnicas de sensado remoto han crecido en importancia durante las últimas décadas, convirtiéndose en una de las más importantes técnicas

de medición de parámetros atmosféricos, tanto en ciencias de la Tierra como en ciencias planetarias.

El sensado remoto, generalmente es definido como la recolección de información a distancia, donde el instrumento de medición se encuentra lejos del punto donde se realiza la medición. Una técnica particular de sensado remoto es el Radio Ocultamiento (RO) GPS.

Una aplicación en particular de sensado remoto es la técnica de RO GPS (por ej. Steiner y Kirckengast, 2000), la cual está basada en el concepto de enlace satélite-satélite en el modo “limbo” usando el sistema GPS y satélites LEO (baja orbita terrestre por sus siglas en inglés), para tomar mediciones de la atmósfera terrestre.

El principio de las mediciones por RO se basa en la influencia de la refractividad atmosférica sobre la propagación de una señal electromagnética, refractando dicha señal. La técnica de RO GPS permite obtener perfiles verticales de propiedades atmosféricas como la refractividad, a partir de la cual se derivan la densidad, presión, temperatura, presión de vapor de agua en atmósferas neutras y densidad electrónica en la ionósfera.

La técnica de RO provee información de gran precisión (error en temperatura < 1 K) y resolución vertical (< 1 km), gran estabilidad de largo plazo y auto calibración, lo que sumado a una cobertura global bajo cualquier condición meteorológica, lo convierte en un poderoso método de monitoreo del clima. El sistema opera con señales de micro ondas “largas” las cuales no son atenuadas por nubes, aerosoles ni partículas precipitadas presentes en la tropósfera.

El efecto total de la atmósfera terrestre puede caracterizarse por el ángulo de desviación total α como función de un parámetro de impacto a . El parámetro de impacto se define, asumiendo simetría esférica, como la distancia perpendicular entre el centro de la Tierra y el perigeo del rayo de ocultamiento asintótico al satélite GPS o LEO. La geometría del ocultamiento está esquemáticamente ilustrada en la figura 1.1, donde r denota el radio en el perigeo del rayo (comúnmente llamado punto tangente). La variación de α con a o r depende principalmente del perfil vertical del índice de refracción atmosférico. Este perfil puede obtenerse, asumiendo simetría esférica local, a partir de las mediciones de $\alpha(a)$ durante el ocultamiento. A pesar de la dificultad técnica en realizar mediciones angulares precisas debido al

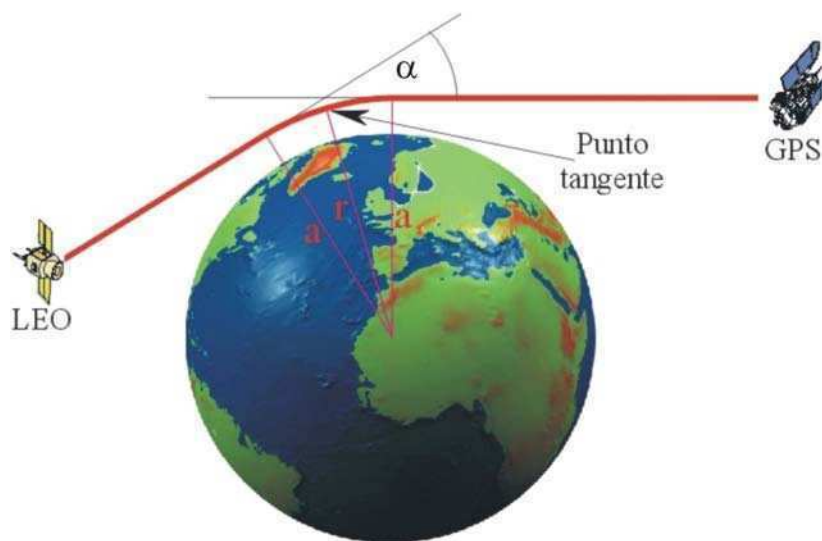


Figura 1.1: Geometría del ocultamiento GPS-LEO. Se observa el ángulo de desviación α , el parámetro de impacto a , y el radio al punto tangente r (perigeo del rayo de ocultamiento).

tamaño necesario de la antena receptora, es posible medir el cambio en la fase de la señal (cambio Doppler) como función del tiempo con altísima precisión. Como las posiciones y velocidades de los satélites GPS y LEO son conocidas, es posible determinar el cambio Doppler en ausencia de desviación del rayo y sustraer ésta del cambio Doppler medido. Este cambio Doppler residual debido a la desviación del rayo en la atmósfera, junto con la posición y velocidad de los satélites permite estimar α y a , con lo que se obtiene un conjunto de datos $\alpha(a)$, los cuales deben ser invertidos para obtener un perfil vertical de refractividad en la vecindad del punto tangente.

1.1.3. Derivación de las propiedades atmosféricas

Como el índice de refracción en la atmósfera neutra es cercano a la unidad, es conveniente utilizar en su lugar, el término refractividad N_r :

$$N_r = (n - 1) \times 10^6 \quad (1.1)$$

Es conocido de las ecuaciones del electromagnetismo que el índice de refracción es igual a la raíz cuadrada de la permitividad del medio, la cual depende de la polarizabilidad de las moléculas atmosféricas. La refractividad total de la atmósfera y la ionósfera puede ser aproximada para ondas en el dominio de las radiofrecuencias $< 10 \text{ GHz}$ por:

$$N_r = k_1 \frac{p}{T} + k_2 \frac{e}{T^2} - k_3 \frac{n_e}{f^2} \quad (1.2)$$

donde p denota la presión atmosférica en mbar, T la temperatura atmosférica en K , e la presión de vapor parcial del agua en mbar, n_e es la densidad electrónica en número en m^{-3} , y f la frecuencia del transmisor en Hz. Los valores de las constantes son: $k_1 = 77.60$, $k_2 = 3.73 \times 10^5$ y $k_3 = 40.3 \times 10^6$. Tres fuentes principales contribuyen a la refractividad total en la ecuación 1.2, la atmósfera neutra y seca, el vapor de agua y los electrones libres en la ionósfera. Existe una cuarta fuente, la cual contribuye a la refractividad debido a la dispersión producida por gotas de agua. Este término puede despreciarse y solo es de importancia en condiciones muy extremas.

El primer término de la parte derecha de la ecuación 1.2 es debido a la atmósfera neutra y seca. Este término es causado por la polarizabilidad de las moléculas atmosféricas, es proporcional a la densidad molecular en número y es el dominante para altitudes desde el nivel del mar hasta aproximadamente 50 km.

El segundo término, llamado de “refractividad húmeda”, es debido al gran momento dipolar del vapor de agua. El término húmedo tiene un substancial impacto en la magnitud de la refractividad en la baja tropósfera, léase, en los primeros 5 km. Por encima de los 7 y hasta los 10 km la contribución a la refractividad del término de vapor de agua es menor al 2% (Hardy y otros, 1992).

El tercer término, llamado “término ionosférico”, es debido a los electrones libres en la ionósfera y se vuelve importante por encima de los 50 km. La naturaleza dispersiva de la ionósfera hace que este término dependa de la frecuencia. Este término es estimado y removido hasta primer orden para obtener la refractividad de la atmósfera neutra. Las constantes (k_1 y k_2) de esta ecuación empírica e independiente de la frecuencia fueron derivadas por Smith y Weintraub (1953). Esta ecuación es válida en todo el dominio de las radiofrecuencias y provee una precisión de aprox-

imadamente 0.5 % en N_r . Thayer (1974) mejoró esta ecuación, tomando en cuenta la compresibilidad debida al comportamiento no ideal del gas.

En los trópicos, donde la humedad cambia significativamente en tiempo y espacio, la influencia del vapor de agua debe ser considerada en la derivación del perfil de temperatura en la parte baja de la atmósfera. El término “húmedo” de la refractividad puede ignorarse en las partes frías de la tropósfera y la estratósfera, donde las temperaturas son menores a 250 K. En estos casos, los parámetros atmosféricos densidad, precisión y temperatura pueden ser determinados sin tener en cuenta el vapor de agua, reduciendo la ecuación 1.2 de la refractividad a solo el término seco:

$$N_r = 77,6 \frac{p}{T} \quad (1.3)$$

La combinación de la ecuación 1.3 con la ecuación de estado del aire seco:

$$p = \frac{R^*}{M} \rho T \quad (1.4)$$

donde m (28.96 Kg.kmol⁻¹) es la masa molecular media del aire seco, y R^* (8,314 × 10³ J kmol⁻¹ K⁻¹) la constante universal de los gases, resulta en una relación directamente proporcional entre la densidad de masa del aire y la refractividad:

$$\rho(z) = 4,488 \times 10^3 N_r(z) \quad (1.5)$$

donde ρ es la densidad del aire en Kg. m⁻³, y z la altitud. Luego, la presión del aire se obtiene a partir de ρ , integrando la ecuación de equilibrio hidrostático. La presión en mbar está dada por:

$$p(z) = 4,488 \times 10^{-5} \int_z^\infty g(z) \rho(z) dz \quad (1.6)$$

Finalmente, el perfil de temperatura $T(z)$ se obtiene utilizando nuevamente la ecuación de estado (ecuación 1.4):

$$T(z) = 77,6 \frac{p(z)}{N_r(z)} \quad (1.7)$$

Resumiendo, los perfiles de densidad, presión y temperatura pueden ser derivados directamente del perfil observado de índice de refracción.

Cuando el contenido de vapor de agua cambia significativamente, como en el caso de regiones cálidas de la tropósfera, particularmente los trópicos, las contribuciones a la refractividad de los términos seco y húmedo no pueden distinguirse separadamente a través de mediciones por RO. Esto introduce una ambigüedad en los perfiles de densidad, presión y temperatura. Los efectos del vapor de agua, en concentraciones variables e inciertas, son indistinguibles de los efectos de la parte “seca” en los perfiles de presión y temperatura. En dichos casos, es necesario el uso de información “a priori” proveniente de observaciones y análisis meteorológicos para resolver la densidad de vapor de agua a una temperatura dada. Alternativamente puede aislarse las contribuciones del vapor de agua, léase la presión parcial de vapor de agua $e(z)$ y la humedad específica $q(z)$, utilizando información “a priori” de temperatura y refractividad y aplicando un proceso de iteración (Gorbunov y Sokolovskiy, 1993). Asumiendo que el aire es seco ($q(z) = 0$) y con el conocimiento de la temperatura, se calculan la temperatura virtual T_v y la presión:

$$T_v(z) = T(z) [1 + 0,608q(z)] \quad (1.8)$$

$$p(z) = p(z^*) \exp \left[\frac{1}{R^*} \int_z^{z^*} \frac{g(z)}{T_v(z)} dz \right] \quad (1.9)$$

Luego, con el conocimiento “a priori” de N_r , T y utilizando la ecuación 1.2 (sin el término ionosférico) se obtiene la presión parcial de vapor de agua e en mbar:

$$e(z) = \frac{N(z)T^2(z) - k_1 p(z)T(z)}{k_z} \quad (1.10)$$

y la humedad específica q en gKg^{-1} son calculadas:

$$q(z) = 0,622 \frac{e(z)}{p(z) - 0,378e(z)} \quad (1.11)$$

la cual es nuevamente utilizada para calcular la T_v . El procedimiento converge luego de dos iteraciones (Gorbunov y Sokolovskiy, 1993).

1.2. Ondas de gravedad interna (OGI)

La atmósfera es un fluido esféricamente distribuido, compresible y rotante, caracterizado por gradientes de densidad y temperatura, por lo que una de sus propiedades dinámicas más importantes es su capacidad de soportar movimientos ondulatorios. Cuando una parcela de aire es desplazada verticalmente de su posición de equilibrio, experimenta una fuerza que la devuelve a dicha posición causando oscilaciones alrededor de la misma con la frecuencia de Brunt-Väisälä (N).

A frecuencias menores que N , la fuerza de empuje pasa a ser la fuerza restitutiva dominante, dando como resultado ondas atmosféricas transversales verticales, las cuales son llamadas ondas de gravedad interna (OGI) (Figura 1.2). La propagación de este tipo de ondas está caracterizada por un balance entre los gradientes de presión, las fuerzas de empuje, las fuerzas de inercia y la fuerza de gravedad.

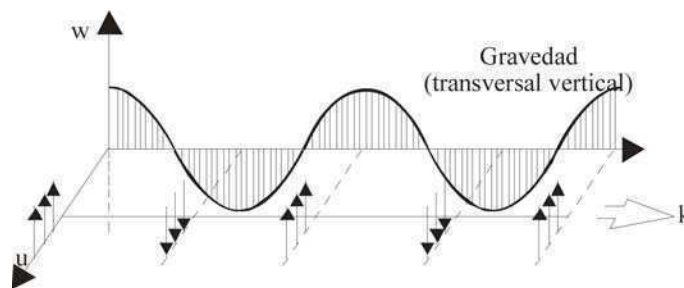


Figura 1.2: Ondas de gravedad: u , y w son las componentes zonal y vertical respectivamente)

Las OGI constituyen el mecanismo más importante de transporte vertical de energía y cantidad de movimiento a través de la atmósfera, representan una significativa parte del espectro de movimientos atmosféricos y contribuyen en forma determinante en la estructura térmica de la atmósfera baja y media (Lindzen y Tung, 1976). La sub/sobre estimación del efecto dinámico neto de las ondas de gravedad conlleva, por ejemplo, a importantes errores en las predicciones numéricas de las variables dinámicas y termodinámicas, obtenidas mediante modelos de circulación de la atmósfera.

Si bien las ondas de gravedad no se pueden ver, sí es posible notar sus efectos

sobre la atmósfera. Algunas ondas persisten durante minutos, otras durante horas. Algunas aparentan ascender o descender con el tiempo, mientras que otras aparecen y desaparecen intermitentemente (Nappo, 2002). Aunque ya se conocían las características principales de las ondas de gravedad, recién se pudo profundizar en su entendimiento a partir del trabajo de Hines (1960) quien usó la teoría de ondas de gravedad para explicar los orígenes de la turbulencia observada en la ionósfera. Sin embargo, no hay que dejar de lado trabajos anteriores como Queney (1948), Scorer (1949), Gossard y Munk (1954), Palm (1955) y Sawyer (1959) con quienes se introdujo la teoría de ondas de gravedad en la meteorología. Actualmente se reconoce la intervención de las ondas de gravedad en la dinámica de la atmósfera de todas las escalas. En mesoescala, los estudios realizados por Uccellini (1975), Stobie, Einaudi y Uccellini (1983), Uccellini y Kock (1987), y Chimonas y Nappo (1987) fueron de los primeros en analizar interacciones entre ondas de gravedad y tormentas. Las OGI son generadas principalmente en la tropósfera. Sus fuentes son extremadamente importantes, ya que influyen tanto la meteorología local como la circulación atmosférica de gran escala. Se sabe que si bien en la estratósfera y niveles superiores se puede suponer que las ondas de gravedad son monocromáticas y que las interacciones entre ellas son poco importantes, no ocurre lo mismo en la tropósfera. En el contexto del primer caso, resulta útil la teoría lineal. Sin embargo, a menudo es erróneo suponer que en la tropósfera las interacciones entre ondas son despreciables y que las ondas son monocromáticas. De esta forma, la teoría lineal sería útil para los procesos en la media y alta atmósfera y no lo sería para aquellos que se dan en la baja atmósfera. Sin embargo aún con estas limitaciones, esta teoría sigue siendo útil como herramienta para entender y para realizar un análisis a primer orden de las observaciones (Nappo, 2002).

Las ondas de gravedad solo pueden ser generadas y propagarse en regiones donde la atmósfera es estable ($d\theta/dz > 0$). Si la atmósfera fuese inestable no pueden existir, ya que una parcela de aire desplazada de su posición de equilibrio por la fuerza de empuje continuaría ascendiendo (o descendiendo) en lugar de oscilar. Si una onda generada en una región estable de la atmósfera llega a una región inestable ($d\theta/dz < 0$), ésta puede ser reflejada o destruida depositando ahí parte de su energía. De la misma manera, tampoco pueden existir en regiones donde la componente

horizontal de la velocidad de fase de una onda iguala la velocidad del viento de fondo. Cuando esto sucede se produce un “rompimiento” de la estructura de la onda (por ej. Gill, 1982)

Las ondas de gravedad interna (OGI) cumplen un papel muy importante en procesos dinámicos y de plasma que se extienden desde la superficie de la Tierra hacia arriba en la ionósfera y termósfera. Son la mayor contribución a la estructura de la atmósfera y producen efectos que la impactan a todas las alturas y todas las escalas espaciales y temporales. Las principales fuentes de OGI se encuentran en la tropósfera y se pueden distinguir las siguientes (por ej. Fritts y Alexander, 2003):

- El forzado de la orografía
- La convección profunda y los frentes.
- La inestabilidad de corte
- El ajuste geostrófico

El efecto de las OGI ha sido tratado mediante parametrizaciones en los modelos de circulación general. Estos modelos, debido a sus resoluciones espacial y temporal, no pueden resolver fenómenos de subgrilla, los cuales involucran a estos procesos mencionados. Una limitación primaria del desarrollo y validación de estas representaciones ha sido que la carencia de observaciones de ondas. Más aún, es muy difícil obtener a partir de un único instrumento o técnica una vista completa de los procesos atmosféricos tridimensionales que varían con el tiempo (Wu y otros, 2006). Las mediciones de radiosondeos, lidar, radar, etc. generalmente provee observaciones locales de OGI, mientras que las mediciones con instrumentos bordo de satélites pueden proporcionar cobertura global. No obstante, nuestro conocimiento acerca de la dinámica de las OGI y sus efectos continúan siendo deficientes en áreas importantes. En particular, las OGI generadas sobre montañas tienen fuerte impacto en la circulación de mesoescala, precipitación y turbulencia. Grandes terrenos con características de montaña como una cadena montañosa, pueden crear ondas de montaña (OM) que transportan energía y cantidad de movimiento horizontal de flujo medio desde la baja atmósfera hacia la media y alta atmósfera, donde se depositan.

Hoy en día se reconoce que esta deposición de energía y cantidad de movimiento es una componente esencial de la circulación global. OGI de mesoescala contribuyen ampliamente al balance de cantidad de movimiento en la estratósfera (por ej. Fritts y Alexander, 2003).

La cantidad de movimiento horizontal es transportada por OM desde la región de disipación de las ondas hacia la superficie, donde una fuerza neta de presión es ejercida por la topografía lo que a su vez desacelera la atmósfera. La estructura básica de una OM está determinada por el tamaño y forma de las montañas, por los perfiles verticales y gradientes de temperatura, velocidad del viento y humedad en el flujo involucrado (por ej. Gill, 1982). Los efectos no lineales ejercen una influencia significativa sobre la amplitud de las ondas y son esenciales a la dinámica de la disipación de las OM en regiones de rompimiento de ondas. Como es sabido, flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal (\mathbf{M}) más grande es transportado por aquellas ondas de corta longitud de onda horizontal (λ_x) y gran longitud de onda vertical (λ_z) (por ej. Preusse y otros, 2008). Los efectos de esta deposición de cantidad de movimiento (a veces llamada “drag” o “stress”) sobre la atmósfera son profundos e importantes en todas las escalas del flujo. Por ejemplo, las oscilaciones quasibienales y semianuales en vientos zonales del ecuador son al menos parcialmente conducidas por la convergencia de \mathbf{M} , dada por OGI (por ej. Ern y otros, 2004 y referencias). Una primera observación de \mathbf{M} (en la mesósfera) por OGI fue realizada por Vincent y Reid (1983) utilizando una técnica con radar.

Si se sigue el procedimiento empleado por Holton (2004), despreciando los efectos de la rotación y considerando un fluido bidimensional (x, z) e incompresible, el comportamiento de la atmósfera queda descrito por:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = 0 \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (1.15)$$

donde u , v y w son las componentes de la velocidad en los ejes x , y y z respectivamente, mientras que θ es la temperatura potencial.

El sistema (1.1) a (1.4) es un sistema no lineal. Sin embargo, es posible linealizarlo suponiendo que cada variable A se descompone en un valor medio \bar{A} mas una perturbación A' . De esta forma,

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 + \rho' , \\ p &= \bar{p}(z) + p' , \\ \theta &= \bar{\theta}(z) + \theta' , \\ u &= \bar{u} + u' , \\ w &= w'\end{aligned}\tag{1.16}$$

donde \bar{u} y ρ_0 se asumen constantes. Además $\bar{p}(z)$ debe satisfacer la ecuación hidrostática ($\frac{d\bar{p}}{dz} = -\rho_0 g$) y $\bar{\theta}(z)$ debe ser tal que

$$\ln(\theta) = \gamma^{-1} \ln(p) - \ln(\rho) + cte\tag{1.17}$$

donde $\gamma = c_p/c_v$, siendo c_p y c_v las capacidades caloríficas del aire seco a presión y volumen constante, respectivamente.

Sustituyendo con (1.16), la última igualdad queda

$$\ln \left[\bar{\theta} \left(1 + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \right) \right] = \gamma^{-1} \ln \left[\bar{p} \left(1 + \frac{p'}{\bar{p}} \right) \right] - \ln \left[\rho_0 \left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0} \right) \right] + cte\tag{1.18}$$

mientras que

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = \frac{1}{\rho_0 + \rho'} \left(\frac{d\bar{p}}{dz} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right) + g \approx \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\rho'}{\rho_0}\tag{1.19}$$

Teniendo en cuenta que $\ln(1 + \varepsilon) \approx \varepsilon$ con $\varepsilon \ll 1$ y considerando (1.17), de la ecuación (1.18) se obtiene

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \approx \frac{1}{\gamma} \frac{p'}{\bar{p}} - \frac{\rho'}{\rho_0}$$

y por lo tanto, es

$$\rho' \approx -\rho_0 \frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{p'}{c_s^2}$$

con $c_S^2 \equiv \frac{\bar{p}\gamma}{\rho_0}$ donde c_S es la velocidad de la luz. Bajo las suposiciones de Boussinesq, $\left| \frac{\rho_0 \theta'}{\bar{\theta}} \right| \gg \left| \frac{p'}{c_S^2} \right|$ con lo cual

$$\frac{\theta'}{\bar{\theta}} = -\frac{p'}{\rho_0} \quad (1.20)$$

A partir de (1.19) y (1.20), el sistema (1.12) a (1.15) puede escribirse como

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) u' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} = 0 \quad (1.21)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) w' + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g = 0 \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0 \quad (1.23)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \theta' + w' \frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0 \quad (1.24)$$

Es posible eliminar p' haciendo $\frac{\partial(1.21)}{\partial z} - \frac{\partial(1.22)}{\partial z}$. Se obtiene

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial w'}{\partial x} - \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \theta'}{\partial x} = 0 \quad (1.25)$$

sumando (1.23) y (1.24), es posible eliminar u' y θ' de (1.25). Así, se obtiene:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 \left(\frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} \right) + N^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x^2} = 0 \quad (1.26)$$

donde $N^2 \equiv g \frac{d(\ln \bar{\theta})}{dz}$ es la frecuencia de Brunt Vaissala al cuadrado. De 1.26 es posible obtener una ecuación para w' , de solución armónica de la forma:

$$w' = w'_0 \exp[i(k_x x + k_z z - \omega t)] \quad (1.27)$$

donde w'_0 es la amplitud de las fluctuaciones de la velocidad vertical y el vector $\vec{k} = (k_x, k_z)$ en este caso bidimensional o más en general para tres dimensiones:

$$\vec{k} = (k_x, k_y, k_z) \quad (1.28)$$

con

$$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$$

$$k_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}$$

$$k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$$

es el vector de onda. Reemplazando la ecuación 1.26 en la ecuación 1.27 se obtiene la relación de dispersión ω^2 , la cual relaciona ω con \vec{k} :

$$\omega^2 = \frac{[f^2 k_z^2 + N^2(k_x^2 + k_y^2)]}{[k_x^2 + k_y^2 + k_z^2]} \quad (1.29)$$

Otra forma útil de la ecuación 1.29 se obtiene escribiendo el vector de onda en coordenadas esféricas $(\kappa, \lambda', \varphi')$ en el espacio del vector de onda. Las coordenadas esféricas se definen como muestra la figura 1.3 y la relación de dispersión queda:

$$\omega^2 = f^2 \text{sen}^2(\varphi') + N^2 \text{cos}(\varphi') \quad (1.30)$$

U otras formas de la misma ecuación:

$$N^2 - \omega^2 = (N^2 - f^2) \text{sen}^2(\varphi') \quad (1.31)$$

$$\omega^2 - f^2 = (N^2 - f^2) \text{cos}^2(\varphi')$$

Debido a que la frecuencia es solo función del ángulo φ' formado entre \vec{k} y la horizontal y no de su magnitud, las superficies de $\omega = \text{constante}$ en el espacio del vector de onda son cónicas. Las velocidades de fase están dirigidas en las direcciones de \vec{k} , por lo que caen sobre las superficies cónicas.

Se define la velocidad de grupo (c_g) como el gradiente de la frecuencia en el espacio del vector de onda ($d\omega/dk$), por lo que ésta es perpendicular a los \vec{k} . Entonces,

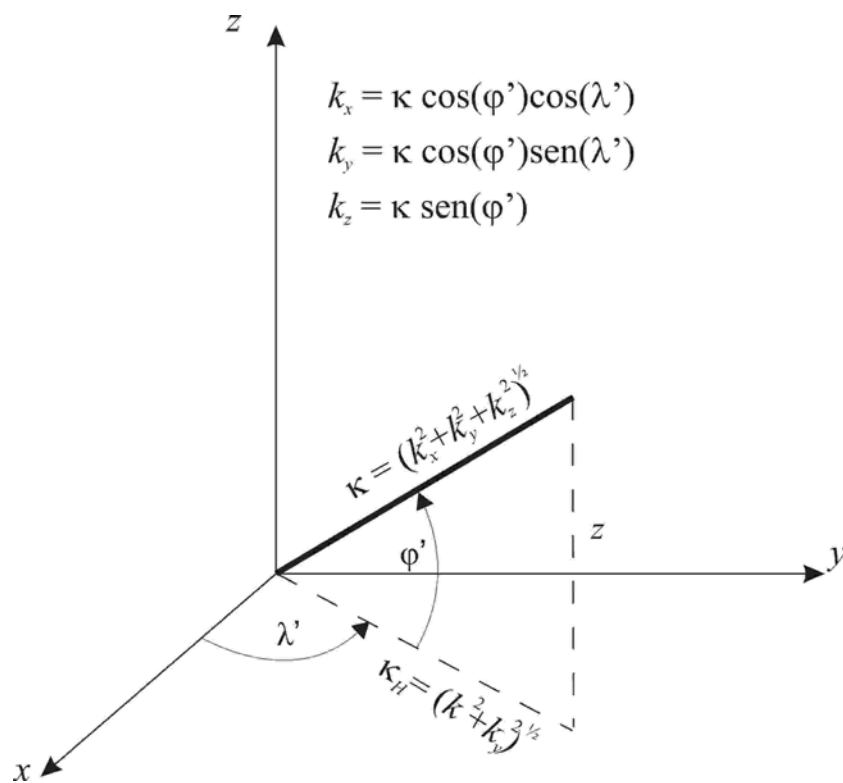


Figura 1.3: Sistema de coordenadas esféricas en el espacio del vector de onda utilizado para expresar la relación de dispersión para OGI. Para estas ondas la frecuencia ω solo depende del ángulo formado entre el vector de onda y el plano horizontal.

para velocidades de fase descendentes se tienen velocidades de grupo ascendentes y viceversa. A partir de la ecuación 1.29 la velocidad de grupo se escribe como:

$$c_g = \frac{(N^2 - f^2)}{\omega k_x} \cos(\varphi') \text{sen}(\varphi') (\text{sen}(\varphi') \cos(\lambda'), \text{sen}(\varphi') \text{sen}(\lambda'), -\cos(\varphi')) \quad (1.32)$$

Es útil definir una nueva magnitud llamada “relación de aspecto” (α) la cual se define como:

$$\alpha = \frac{\text{escala vertical}}{\text{escala horizontal}} = \frac{k_z}{k_h} = \cot(\varphi') \quad (1.33)$$

De las ecuaciones 1.31 se observa que la relación de aspecto α está relacionada con ω por:

$$\alpha^2 = \frac{(\omega^2 - f^2)}{(N^2 - \omega^2)} \quad (1.34)$$

Cuando N/f es grande, como generalmente es el caso de la atmósfera, el régimen de onda $f \leq \omega \leq N$ puede subdividirse en tres partes, para las cuales se aplican diferentes aproximaciones.

•(a) **Régimen de onda no hidrostático.** Se define como el rango de frecuencias en que ω es del orden de N , pero $\omega \leq N$. Por la ecuación 1.34, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α grande (del orden de la unidad o mayor) y la relación de dispersión 1.29 puede aproximarse como:

$$\omega^2 \approx \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)} = N^2 \cos(\varphi') = \frac{N^2 \alpha^2}{(1 + \alpha^2)} \quad (1.35)$$

y la ecuación 1.26 para w se reescribe como:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + N^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1.36)$$

La cual es la misma que se obtendría de despreñar la rotación al escribir las ecuaciones de movimiento.

•(b) **Régimen de onda hidrostático no rotante.** Se define como el rango de frecuencias en que $f \ll \omega \ll N$. De la ecuación 1.34, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α dada por:

$$\frac{f}{N} \ll \alpha \ll 1 \quad (1.37)$$

En este rango, la relación de dispersión 1.29 se aproxima por:

$$\omega^2 \approx \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{k_z^2} = N^2\alpha^2 \quad (1.38)$$

y la ecuación 1.26 para w se reescribe como:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + N^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (1.39)$$

A estos dos regímenes suelen pertenecer las ondas generadas por la orografía (ondas de montaña), al igual que aquellas generadas por convección profunda y por inestabilidades.

•(c) **Régimen de onda rotante.** Se define como el rango de frecuencias en que ω es del orden de f , pero $\omega \leq f$. De la ecuación 1.34, esto es equivalente a tener una relación de aspecto α del orden o menor que f/N . Como f/N es pequeño, α es pequeño y puede aplicarse la aproximación hidrostática. En este régimen α está dada por:

$$\omega^2 \approx f^2 + \frac{N^2(k_x^2 + k_y^2)}{k_z^2} = f^2 + N^2\alpha^2 \quad (1.40)$$

La ecuación para w en el régimen rotante es la ya hallada en 1.26. A este régimen corresponden las ondas de inercia-gravedad, las cuales son generadas principalmente por ajuste geostrófico.

1.2.1. Relaciones de polarización

Para ser capaz de identificar ondas internas de gravedad en la atmósfera, es necesario conocer como varían las componentes de la velocidad, la presión de perturbación, la densidad y la temperatura en el tiempo y el espacio. Para ondas planas progresivas, dichas relaciones (las relaciones de polarización) son obtenidas de reemplazar la onda solución 1.27 en las ecuaciones relevantes.

Una importante propiedad de las ondas planas, consecuencia inmediata de la condición de incompresibilidad 1.14, es:

$$\vec{k} \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.41)$$

lo cual significa que el movimiento se encuentra confinado al plano perpendicular a \vec{k} .

Teniendo en cuenta que bajo las suposiciones hechas $\frac{\partial p'}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} = 0$, eliminando p' de esta última y de la ecuación 1.13, se obtiene $\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + N^2 w = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial^2 p'}{\partial z \partial t}$. Reemplazando la onda solución de 1.27 en la ecuación anterior y utilizando la ecuación 1.31, se tiene:

$$w = \frac{-k_z w}{N^2 - \omega^2} \frac{p'}{\rho_0} = \frac{-k_x w}{(N^2 - f^2) \text{sen}(\varphi')} \frac{p'}{\rho_0} \quad (1.42)$$

que relaciona w' y p' . Procediendo de manera análoga, las relaciones para las componentes horizontales de la velocidad u y v son:

$$u = \frac{k_x w}{(N^2 - f^2) \cos(\varphi')} \frac{p'}{\rho_0} = -w \tan(\varphi') \quad (1.43)$$

$$v = \frac{-ik_y f}{(N^2 - f^2) \cos(\varphi')} \frac{p'}{\rho_0} = \frac{-if u}{\omega} = \frac{if}{\omega} w \tan(\varphi') \quad (1.44)$$

Si se elige w_0 para ser real y se toma la parte real de las ecuaciones 1.43 y 1.44:

$$u = -w_0 \tan(\varphi') \cos(k_x + k_y + k_z - \omega t) \quad (1.45)$$

$$v = -\frac{f}{\omega} w_0 \tan(\varphi') \text{sen}(k_x + k_y + k_z - \omega t) \quad (1.46)$$

Se observa que cuando los efectos de la rotación de la Tierra son considerados, u y v están elípticamente polarizados. Despreciando los efectos de rotación u y v pueden ser escritos como:

$$(u, v) = -\frac{(k_x, k_y)}{(k_x^2 + k_y^2)} k_z w_0 \cos(k_x + k_y + k_z - \omega t) \quad (1.47)$$

Es importante destacar que en ausencia de rotación, u y v están linealmente polarizados. Cabe destacar que este es el caso generalmente observado en ondas de montaña.

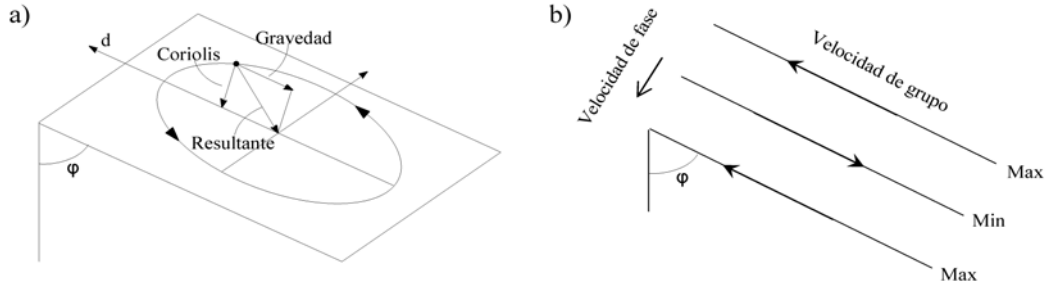


Figura 1.4: (a) Diagrama de una OGI plana en el caso no rotante, con velocidad de fase descendente, lo que implica velocidad de grupo ascendente. Las líneas muestran máximos y mínimos de velocidad, y las flechas muestran las direcciones de las componentes de la velocidad. (b) Movimiento de una partícula en el plano perpendicular a \vec{k} . La componente de la gravedad ($N\cos(\varphi')^2|d|$) y la aceleración de Coriolis $|f\sin(\varphi')| \times \vec{u}$ son las fuerzas restitutivas presentes, y su resultante apunta siempre hacia el centro. El movimiento resultante es una órbita elíptica, rotando en sentido contrario a la rotación de la Tierra (la figura muestra la dirección del movimiento en el hemisferio Sur)

En la figura 1.4(a) se observa el diagrama de una OGI plana en el caso no rotante, con velocidad de fase descendente, lo que implica velocidad de grupo ascendente. El movimiento de las partículas es en la dirección de las crestas. En el caso de considerar la rotación, el movimiento es similar al de la figura 1.4(a) pero las partículas se mueven también perpendicular al plano de la hoja. El vector velocidad rota anticlónicamente (contrario a las agujas del reloj en el hemisferio Sur) si el observador se desplaza en la dirección opuesta a la velocidad de fase (ver figura 1.4(b)). Es importante destacar que las relaciones de polarización pueden observarse, no solo en la velocidad, sino en todas las variables (T, ρ).

Capítulo 2

RO-GPS: aplicaciones

En esta sección se presentan algunas aplicaciones de los perfiles verticales completos de RO-GPS sobre Sudamérica. En primer lugar, se muestra la capacidad de estos perfiles en reproducir procesos meteorológicos promedio dentro de la tropósfera por medio del contenido de agua de la atmósfera. En segundo lugar, se introduce el concepto de energía potencial de las ondas de gravedad y se presentan los resultados que se obtienen al aplicar las perturbaciones de los perfiles RO GPS para determinar la actividad ondulatoria sobre esta misma región.

2.1. Variables meteorológicas sobre Sudamérica

La misión COSMIC provee actualmente más de 1800 perfiles diarios de RO con una cobertura global casi uniforme. El postprocesado de estos perfiles está disponible de superficie hasta 40 km, interpolados cada 0.1 km. La rutina de trackeo “open loop” (Anthes y otros, 2008) utilizada en las inversiones de COSMIC reducen significativamente el sesgo, eliminando errores de seguimiento (Sokolovski y otros, 2007), extendiendo aquellas inversiones hasta la superficie. Esto es muy importante para el estudio de las variaciones del vapor de agua y su distribución en la baja tropósfera.

Ho y otros (2010) compararon los perfiles de humedad específica derivados de COSMIC con aquellos obtenidos a partir de análisis del ECMWF (European Centre for Medium-Range Weather Forecasts) sobre diferentes regiones, durante día y noche y encontraron un sesgo para la media cercano a cero. Kishore y otros (2011) estudiaron la distribución de vapor de agua entre 50S y 50N observada por COSMIC y la compararon con la información de RO GPS. Se encontró una buena correlación hasta 8 km de altura, sugiriendo que la información de vapor de agua de COSMIC es confiable en la tropósfera. Esto demuestra la alta calidad de los perfiles de vapor de agua de COSMIC en la media y baja tropósfera, y muestra su utilidad como una referencia independiente para cuantificar la humedad. Este capítulo está motivado en las carencias de mediciones de otro origen sobre Sudamérica. El objetivo es evaluar la habilidad del RO GPS para representar procesos troposféricos a través de diferentes campos meteorológicos. Estos últimos están altamente ligados al vapor de agua, el cual está mayormente concentrado en la baja tropósfera.

2.1.1. Características regionales

Sudamérica se caracteriza por su gran cobertura oceánica y su topografía única, la cual consiste en una barrera N-S con topes de hasta 7 km, desde el Ecuador hasta 55S, bloqueando el flujo zonal sobre el Hemisferio Sur e impactando la circulación regional mediante la determinación de la posición de las ondas planetarias (Seluchi y otros, 2003). De acuerdo a Zhou y Lau, (1998) el Monson de Sudamérica (SAMS) comienza su desarrollo durante la primavera, el cual se caracteriza por un cambio de la convección hacia el sur, dominante sobre la región montañosa de los Andes centrales y el Amazonas y fundiéndose con la zona de convergencia del Atlántico sur (SACZ), mientras que la zona de convergencia intertropical (ITCZ) se debilita sobre el Pacífico este y Atlántico oeste. Como fue establecido por Vera y otros (2006), el SAMS exhibe una baja presión de superficie y un circulación anticiclónica de niveles altos con cambios estacionales en la precipitación asociados a flujo intenso de humedad en niveles bajos, ingresando al continente. El mismo se encuentra bajo la influencia dinámica de los Andes, el cual favorece el flujo hacia el polo del lado este de la cadena montañosa todo el año (Nogués-Paegle y otros, 1998). La circulación regional sobre el sur de Sudamérica, ha sido estudiada por varios autores: el calentamiento continental del verano da lugar a la formación de un sistema de baja presión semipermanente sobre la región del Chaco (entre Paraguay y Bolivia) el cual se extiende meridionalmente sobre el lado este de la cordillera, desde el Amazonas hasta el NO de Argentina (Seluchi y otros, 2003). Las posiciones climatológicas de los sistemas de alta presión del Atlántico y Pacífico, así como los patrones más comunes de presión en niveles medios/altos durante invierno y verano fueron estudiados por diversos autores (por ej. Garreaud y Wallace (1997) y Lenters y Cook (1997) entre otros).

2.1.2. Metodología y datos

La humedad específica (q) se calcula como:

$$q = \frac{w_v}{1 + w_v} \quad (2.1)$$

donde $w_v = 0,622 \frac{e}{P-e}$ es la relación de mezcla de vapor de agua. Entonces, la temperatura potencial equivalente (θ_e) se calcula como:

$$\theta_e \approx \left(T + \frac{L_v w_v}{c_p} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{R_d}{c_p}} \quad (2.2)$$

donde R_d es la constante específica del gas para el aire, L_v es el calor latente de evaporación y c_p es el calor específico del aire seco a presión constante. Por definición, θ_e permite diferenciar dos masas de aire húmeda/seca y fría/caliente respectivamente. Es muy útil para reconocer zonas baroclínicas, donde fuertes contrastes en esta variable puede indicar la presencia de un frente (frío/caliente). En adelante se denotará con el subíndice LL (“low level”) a los niveles bajos de la tropósfera, cuando se esté promediando entre dos de ellos por debajo de 3 km de altura. Por ejemplo, q promediada entre $z_1=2$ km y $z_2=3$ km, se denotará como q_{LL} (humedad específica de niveles bajos). Se utilizarán los datos COSMIC correspondientes al período 2006-2010, postprocesado en “level 2” con contenido de humedad (“wet”).

La información de los perfiles de RO GPS se ubican en un cubo de latitud (lat), longitud (lon), altura (z) por cada tiempo (t). De acuerdo a la escala utilizada, se construyen celdas mediante el procedimiento indicado en la figura 2.1

2.1.3. Temperatura y humedad específica en capas bajas

Las figuras 2.2 a y b se muestran $\theta_{e(LL)}$ para ambas estaciones. Durante JJA se puede observar una distribución más barotrópica que en verano, aún sobre el continente, con valores bajos sobre la zona central y sur del dominio. Durante DEF aparece un máximo zonal en latitudes medias sobre el continente, dando lugar a una “lengua” caliente sobre el norte/centro de Argentina. En las figuras 2.2 c y d se muestra q_{LL} para ambas estaciones. Durante JJA se observan valores menores, respecto del verano, sobre todo el continente y extendiéndose hacia Sudamérica central. En verano, aparece un máximo ubicado al sur del Ecuador, sobre el Amazonas y decreciendo hacia el norte de Argentina. En latitudes medias, se observa un máximo relativo sobre el continente, posiblemente asociado a un transporte de aire cálido y húmedo del norte cuyo flujo asociado fue descrito por Seluchi y Marengo (2000) y

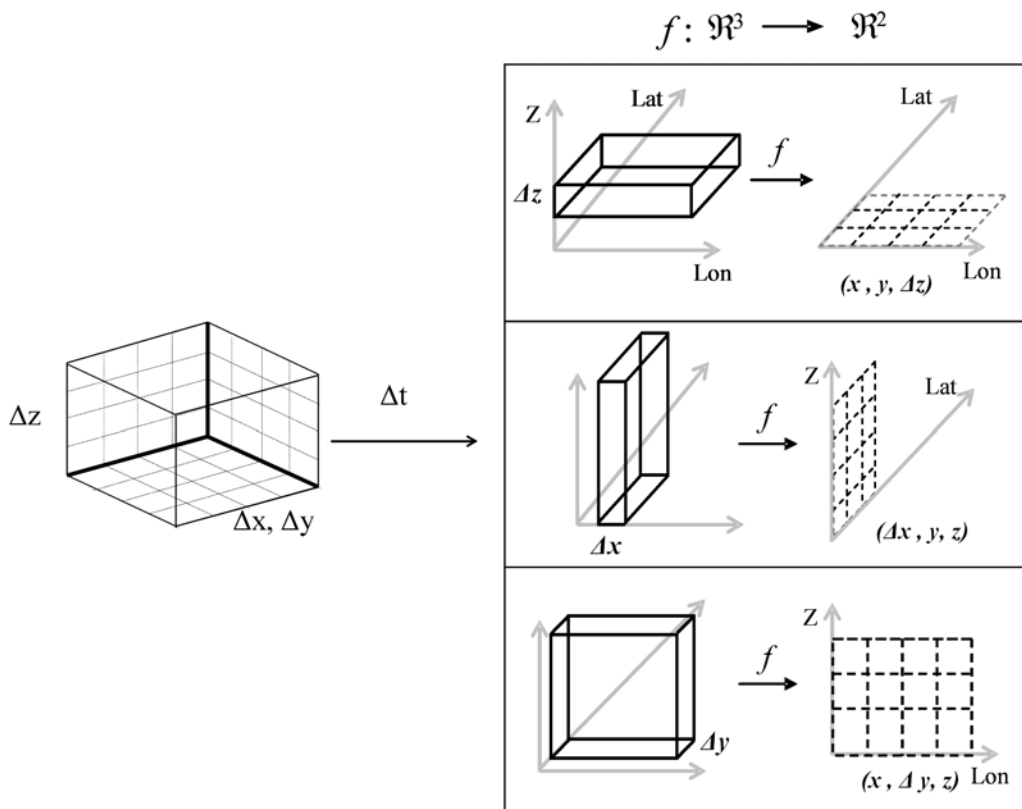


Figura 2.1: Esquema que representa cómo se utilizaron los perfiles de RO GPS - COSMIC. Se genera un cubo (x,y,z) por cada tiempo. Luego se realizan los cortes por tiempo y luego se promedian los cortes a lo largo del tiempo.

Garreaud (2009). La presencia de los dos anticiclones es más evidente en verano, con valores bajos de q_{LL} sobre la rama este de cada uno, las cuales son zonas típicamente secas (Pettersen, 1941).

Las estructuras verticales de la humedad específica se analizan en las figuras 2.2 e) y f), mostrando cortes Z-lat (60-65W) para ambas estaciones. En invierno, se puede observar un núcleo cálido y húmedo sobre el ecuador, mientras que en verano se observa un incremento de esta variable entre 15-35S y el núcleo cálido y húmedo aparece desplazado hacia el polo, centrándose cerca de 15-20S. En esas latitudes, es posible localizar extensión en altura más alta de q , alcanzando alturas de 8-9km, con valores de $\approx 3.10^{-4}$ g/kg.

En la figura 2.4a se presentan las regiones monsoonicas del mundo, definidas según Wang y Ding (2008), mediante el MWI : $MWI = \frac{u_{850}^{MS} - u_{850}^{NM}}{\bar{u}}$ para el hemisferio norte y $MWI = \frac{u_{850}^{NM} - u_{850}^{MS}}{\bar{u}}$ para el hemisferio sur, donde u_{850}^{MS} y u_{850}^{NM} son el viento zonal en 850 hPa promediado desde mayo hasta septiembre y desde noviembre hasta marzo, respectivamente, y \bar{u} es la media anual del viento. Las zonas rojas, marcan un índice mayor a 0.5 indicando zonas monsoonicas. En la figura 2.4 b) y c) se muestran los campos promedios de agua precipitable (PW) dada por: $PW = \frac{1}{g} \int_{P_1}^{P_2} w \cdot dp$ para invierno (JJA) y verano (DEF) a partir de reanálisis del NCEP (National Centers for Environmental Prediction) con 1° de resolución horizontal y 27 niveles verticales. Las figuras 2.4 e) y f) corresponden a PW , dentro de celdas de 1°x1° para datos RO-GPS COSMIC. Se observa alta correlación entre los sistemas monsoonicos conocidos presentes en el modelo (2.2a) y las observaciones con altos valores de q_{LL} (figura 2.2d y e).

Las figuras refq12tiempo a y b muestran q_{LL} durante invierno y verano para el período analizado la serie de tiempo perteneciente al promedio de una parte de la región afectada por el SAMS (5-15S, 50-65W). Sobre la región del Amazonas, donde se desarrolla el monsoon de Sudamérica, se evalúa la técnica para describir el comportamiento temporal de q_{LL} . En verano se desarrolla el Monsoon de Sudamérica (por ej. Vera y otros, 2006), con un importante incremento de humedad sobre la zona. La figura refq12tiempo c presenta la evolución de esta variable durante todo el período, con un filtro pasa bajo para retener sólo fluctuaciones mayores a 30 días. Se observan claros incrementos en verano (hemisferio sur), mientras que en invierno

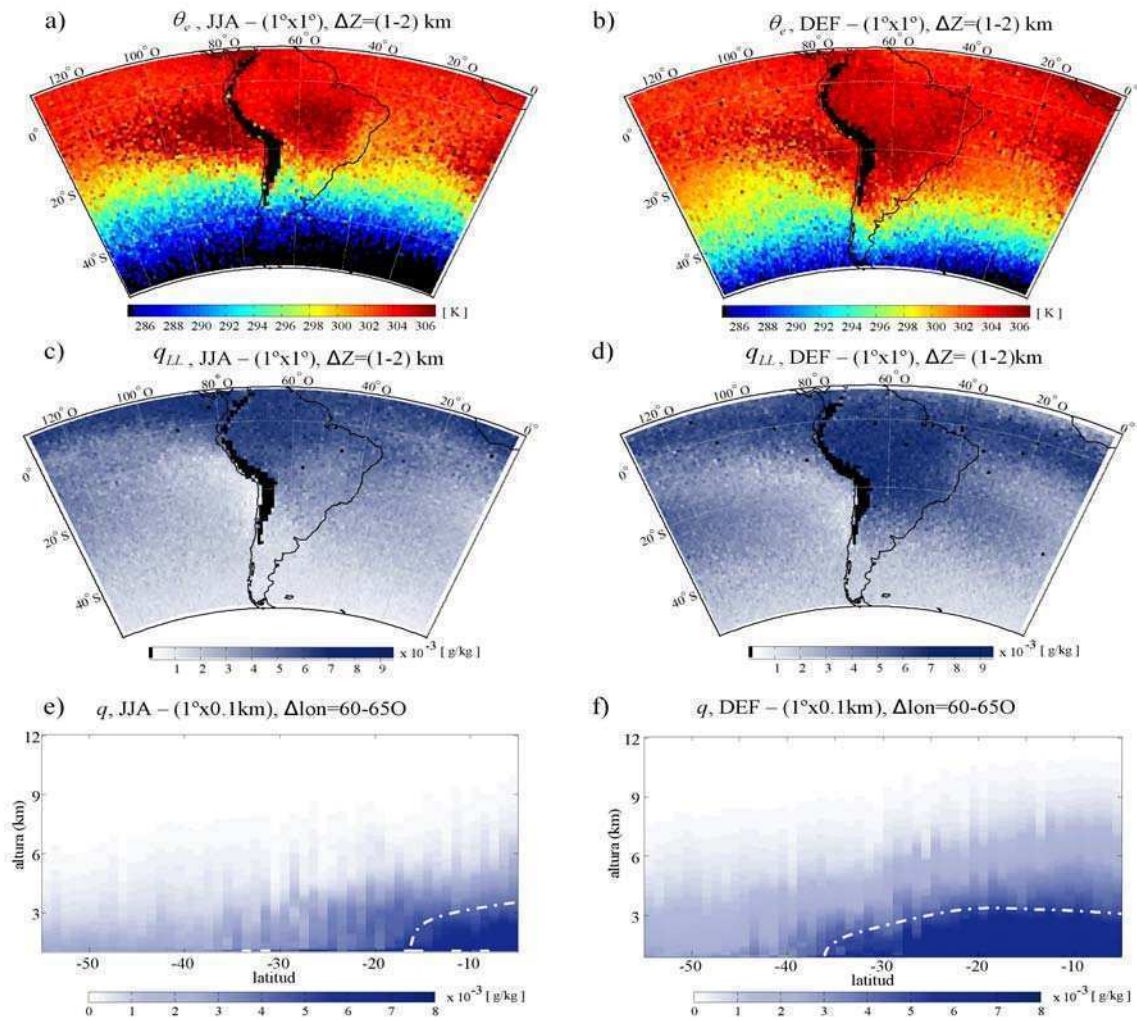


Figura 2.2: $\theta_{e(LL)}$ sobre Sudamérica para a) JJA y b) DEF; c) y d) q_{LL} correspondiente a JJA y DEF; e) y f) corte Z-lat de q para JJA y DEF, desde 0 a 12 km. La línea punteada marca un núcleo húmedo sobre Sudamérica en ambas estaciones.

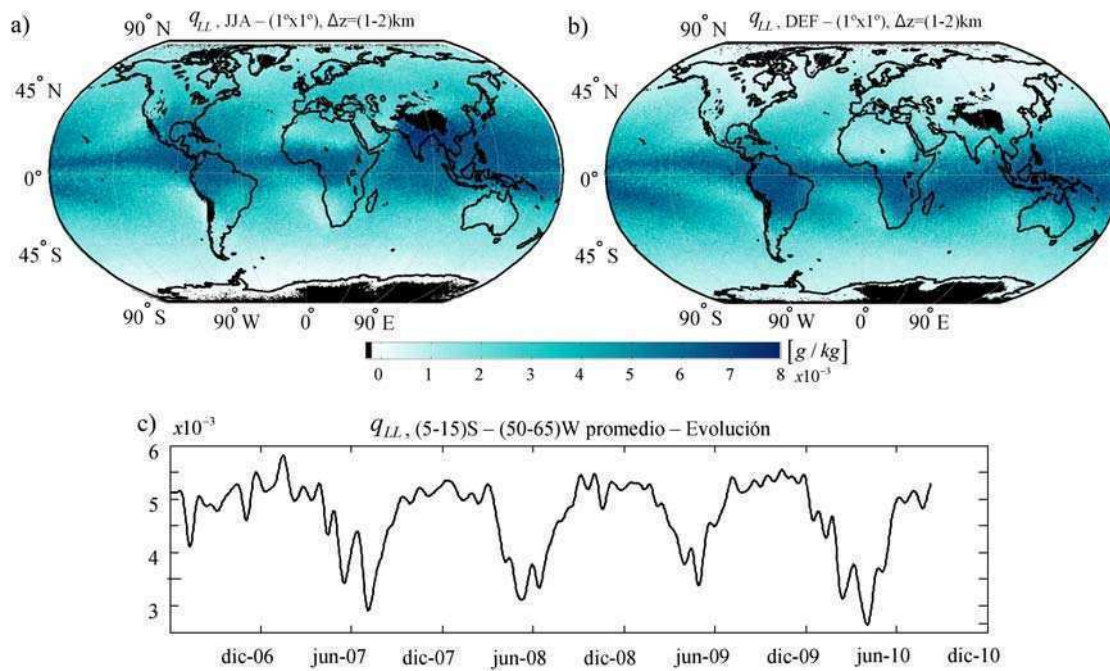


Figura 2.3: a) y b) q_{LL} invierno y verano, del hemisferio sur, respectivamente; c) evolución de q_{LL} (suavizado) sobre la región de SAMS para el período 2006-2010.

se obtienen valores mínimos.

Con esta información, se puede concluir que los datos de RO GPS representan adecuadamente:

1. La distribución global de humedad tanto en invierno como en verano a nivel global.
2. La humedad específica en capas bajas sobre sudamérica
3. La distribución vertical de humedad durante las dos estaciones sobre sudamérica.
4. La evolución temporal de la humedad específica de capas bajas.

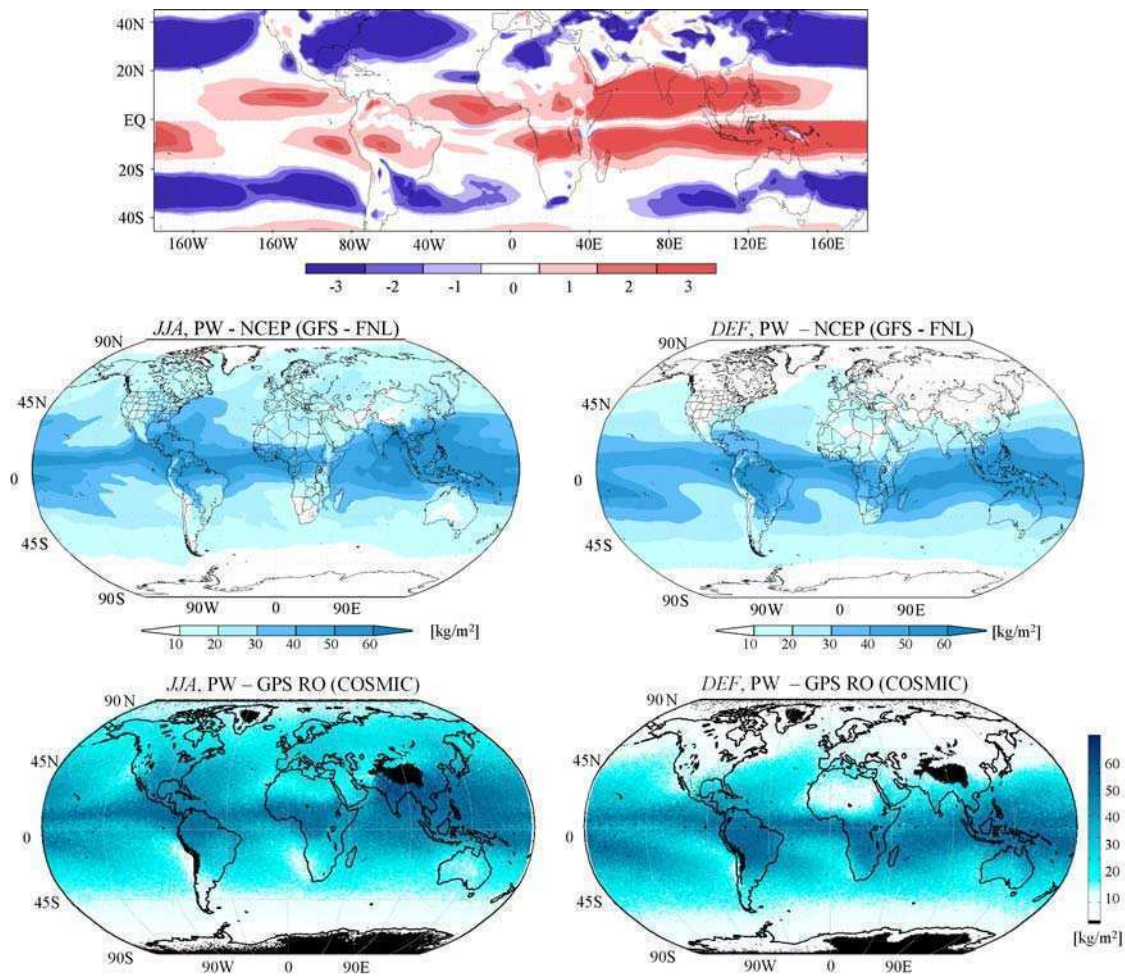


Figura 2.4: Campos promedio de agua precipitable (PW) a partir de datos de GFS-FNL 2006-2010 para a) JJA y b) DEF (ver en el texto). c) y d) IDEM a) y b) pero para datos de RO-GPS COSMIC

2.2. Actividad ondulatoria detectada

A partir del sistema de ecuaciones 1.21 a 1.24 definido en la Sección 1.2, es posible obtener la energía media de la perturbación por unidad de volumen para el caso de ondas no rotantes:

$$E = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2) + \frac{1}{2}g^2 \frac{\overline{\rho'^2}}{\rho_0 N^2} \quad (2.3)$$

Es importante resaltar que la fuerza de Coriolis, no considerada en este caso, no contribuye a esta cantidad y la ecuación 2.3 tiene la misma forma que si se considerara el caso rotante. Mientras que en el caso no rotante la energía se encuentra equiparticionada entre cinética y potencial, en el caso rotante la energía no lo está y en estos casos, puede escribirse la relación entre energías como:

$$\frac{\text{Energía cinética}}{\text{Energía potencial}} = \frac{\omega^2 + f^2 \text{sen}^2(\varphi')}{\omega^2 - f^2 \text{sen}^2(\varphi')} = 1 + \frac{2f^2}{N^2} \tan^2(\varphi') \quad (2.4)$$

Como N/f es grande en la atmósfera, los efectos de rotación solo son importantes cuando φ' es cercano a $\pi/2$.

Una medida de la actividad ondulatoria (AO) en la atmósfera está dada por la energía media asociada a una perturbación por unidad de volumen (ecuación 2.3). Por lo tanto, la actividad ondulatoria puede ser estudiada solo a partir de observaciones de temperatura. La energía potencial (E_p) se define como:

$$E_p = \frac{1}{2(z_2 - z_1)} \int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{g}{N(z)} \right)^2 \left(\frac{T'}{T_f} \right)^2 dz \quad (2.5)$$

donde T_f y T' son la temperatura de fondo y su perturbación respectivamente y $z_2 - z_1$ es el intervalo de alturas. La frecuencia de Brunt-Väisälä puede ser calculada directamente a partir de T_f como:

$$N^2(z) = \frac{g}{T} \left(\frac{\partial T_f}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \quad (2.6)$$

donde c_p es el calor específico a presión constante.

Si bien actualmente existen diversas técnicas experimentales de alta resolución para la detección de la AO, dichas técnicas están generalmente limitadas a áreas

específicas, generalmente en regiones continentales. El método de RO GPS es una herramienta útil para el estudio de la actividad de las OGI a escala global en la atmósfera (Steiner y Kirchengast, 2000). En los últimos años diversos estudios morfológicos de la AO a escala global fueron realizados recientemente, como por ejemplo Steiner y Kirchengast (2000), de la Torre y otros, (2006), Alexander y otros, (2008) y Namboothiri y otros, (2008). Si bien es razonable pensar que el método de RO GPS por sí sólo no es suficiente para localizar y cuantificar la AO de eventos aislados, es razonable obtener conclusiones estadísticas a partir de la distribución global de AO derivada de mediciones por RO GPS, siempre y cuando se disponga del número adecuado de perfiles de T .

La figura 2.5a muestra la E_p media (misión CHAMP) para la temperatura filtrada en longitudes de onda vertical menores a 7 km para los agosto de 2001 a 2005 en dos capas diferentes ($12\text{-}19\text{ km}$ y $19\text{-}26\text{ km}$). En ambos casos se observa una señal intensa sobre la península Antártica y la Patagonia sur. La figura 2.5b presenta el promedio entre 50S y 80S para todas las longitudes y en tres capas diferentes. Desde la alta tropósfera/baja estratósfera hasta la alta estratósfera se distinguen incrementos importantes entre los meses de julio y octubre. En las figuras 2.6 se observa la E_p media para las capas $\Delta z=19\text{-}29\text{ km}$ y $\Delta z=22\text{-}32\text{ km}$ con T filtrada entre 4 y 10 km , durante los inviernos del período 2001-2008 con datos de las misiones CHAMP, COSMIC, GRACE y SAC-C. En ambos casos se presenta una señal intensa sobre la Patagonia y la península Antártica. Cabe destacar que en todos estos estudios, se analiza la actividad ondulatoria por encima de la tropopausa. Ocurre que es muy difícil extraer las perturbaciones de los perfiles y que las mismas representen adecuadamente la actividad ondulatoria mediante la energía potencial. Esto es por el llamado “codo” de la tropopausa: la forma del perfil en esa zona de la atmósfera dificulta su filtrado. Como consecuencia, se generan incrementos artificiales en la tropopausa, que dan lugar a valores exagerados de energía potencial. Este problema existe desde las primeras climatologías de ondas de gravedad mediante energía potencial y se creía en un primer momento que la tropopausa presentaba una elevada actividad ondulatoria relativa.

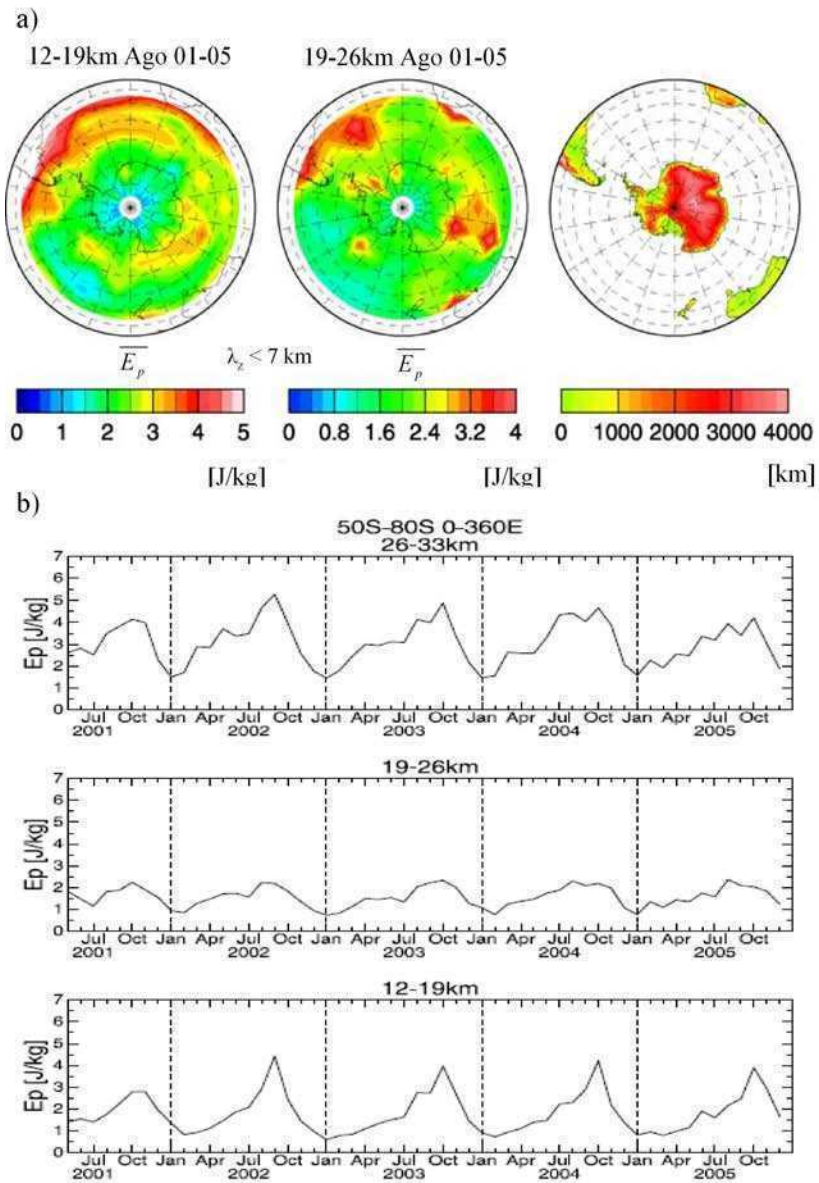


Figura 2.5: a) Energía potencial (E_p) media para agosto durante el período 2001-2005 entre 12-19 km (izquierda), 29-36 km (centro) y topografía de la región (derecha); b) E_p promedio para 0-360E y 50-80S durante el invierno 2001-2005, entre 26-33 km (arriba), 19-26 km (centro) y 12-19 km (abajo). (*adaptado de Hei y otros, 2008*)

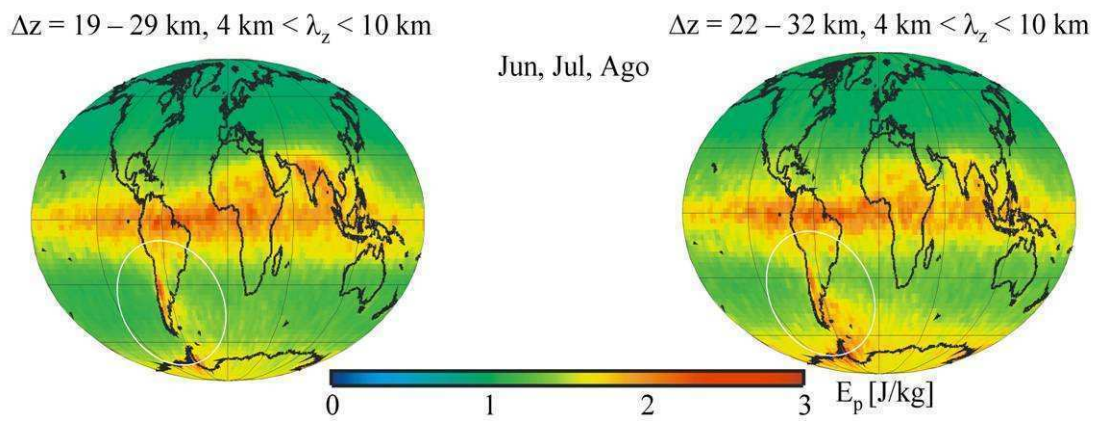


Figura 2.6: a) Energía potencial (E_p) media durante el invierno del período 2001-2005 entre 19-19 km (izquierda), 22-32 km (derecha). En los dos casos se obtuvo para una perturbación de longitudes de onda verticales entre 4 y 10 km (adaptado de Llamedo, 2010-)

En esta sección se trata el problema de la tropopausa para determinar las perturbaciones de temperatura. Se desarrolla un nuevo método de filtrado que permite obtener perturbaciones en la tropopausa reduciendo los errores de energía potencial sistemáticamente detectados en trabajos anteriores.

2.3. Un método para la determinación de perturbaciones

2.3.1. Filtrado: Obtención de las perturbaciones

Las variables medidas en la atmósfera pueden separarse en variables “de fondo” (background) y perturbaciones. Las primeras se asume que corresponden a procesos muchos más largos en tiempo o espacio y no se ven afectadas por las fluctuaciones. Las últimas se considera que tienen media cero sobre escalas largas. Se pueden utilizar diferentes métodos para separar la información original en ambas partes y sus características y suposiciones pueden conducir a distintos resultados (Zulicke y Peters, 2006).

En este trabajo, los apartamientos de las variables (perturbaciones) de su estado medio (fondo) fueron obtenidos a partir de la metodología descrita en Scavuzzo y otros (1998) la cual consiste en extraer las ondas del rango (x_1, x_2) aplicando primero un filtro pasa bajo que elimina las ondas menores a x_1 y luego un filtro pasa bajo que elimine las ondas menores a x_2 . La perturbación se obtiene como resultado de la resta de las dos anteriores. Se trata de un filtro no recursivo que puede ser escrito como:

$$\bar{y}(n) = \sum_{p=-N}^{p=+N} a(p)y(n-p), \quad \text{para } N < n < P - N \quad (2.7)$$

donde $a(n)$ son los coeficientes del filtro y satisfacen $\bar{y}(n) = \sum_{p=-N}^{p=+N} a(p) = 1$ y $a(-p) = a(p)$.

Esta última simetría implica que el filtro no afecta la fase de los armónicos. Para eliminar efectos de Gibbs, se utiliza una ventana de Kayser (Hamming, 1983). En

general, cuanto más alto el orden N , más angulosa es su respuesta alrededor de la frecuencia de corte. De todas formas, cerca del borde superior e inferior de la muestra, el orden del filtro decrece para considerar sólo información interior a la muestra.

Las perturbaciones pueden ser obtenidas aplicando un filtro pasabanda de corte b_1 y b_2 a la variable x , obteniendo $x' = x_{b_1-b_2}$. Primero se filtra x con un corte b_2 , haciendo $f_{b_2}(x) = x_{b_2}$. Luego se aplica nuevamente el filtro a la diferencia $x - x_{b_2}$, pero ahora con un corte de b_1 , haciendo $f_{b_1}(x - x_{b_2}) = x_{b_1-b_2}$ obteniendo así la perturbación x' .

El problema de la tropopausa:

Dado los cambios abruptos presentes en la temperatura en la tropopausa, ocurre que el proceso de filtrado presenta errores sobre esta región, los cuales afectan al cálculo de $E_p(z)$ mediante variaciones artificiales de T' . Sin embargo, Schmidt y otros (2008) analizaron la actividad ondulatoria expresada por la E_p específica a partir de mediciones de RO GPS (CHAMP) (CHALLENGING Minisatellite Payload) para el período mayo 2001 - febrero 2008. Con esa información desarrollaron un nuevo método para determinar la temperatura de fondo en la región de la tropopausa. Encontraron que este nuevo método (llamado “método separado” a diferencia del método tradicional que, en adelante se llamará método completo) reducía significativamente las señales aumentadas (artificiales) de la E_p en la tropopausa y permitía una descripción detallada de la distribución espacial y temporal de la E_p . El método separado, mostró una mejora notable en la determinación de la actividad ondulatoria real sobre la tropopausa, comparado con el método completo. A pesar de la mejora, los autores también concluyeron que, sin embargo, continuaba abierta la discusión acerca de efecto real del cambio brusco del perfil vertical de temperatura alrededor de la tropopausa.

El método separado consiste en aplicar el filtro en forma separada en los tramos correspondientes a la tropósfera y estratósfera, aislando así las señales artificiales aportadas por la tropopausa. En la figura 2.7 se observa un ejemplo de filtrado de $T(z)$ con cada método, para un perfil obtenido cerca de los trópicos, donde las variaciones de T con la altura son más abruptas (panel superior). En el panel medio (en línea azul) se observa el suavizado obtenido según el método completo (T_f^C)

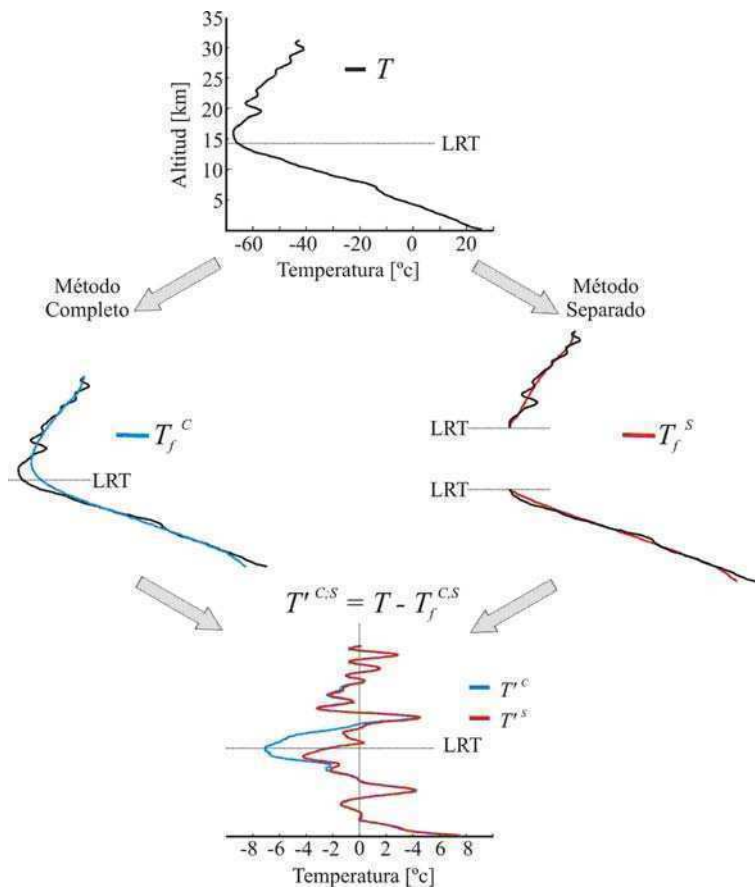


Figura 2.7: (Panel superior) perfil de temperatura, (Panel medio) azul: perfil filtrado mediante el método completo y rojo: mediante el método separado, (Panel inferior) perturbaciones obtenidas a partir de cada perfil filtrado.

mientras que en rojo el correspondiente al método separado (T_f^S). Finalmente, en el panel inferior, se muestra la diferencia que se obtiene cuando se filtra (suaviza, en este caso) mediante los dos métodos mencionados. Es claro que cerca de tropopausa la perturbación obtenida mediante el filtrado por el método completo (T'^C) presenta más error que la obtenida mediante el método separado (T'^S).

2.3.2. Separación del fondo y las perturbaciones

En las últimas décadas, una variedad de técnicas han provisto una creciente cantidad de información para describir ondas de la atmósfera: radar, lidar, aviones, radiosondeos y satélites (por ej. Tsuda y otros, 1991; Nastrom y Fritts, 1992; Eckermann y Vincent, 1993; Wu y otros, 2006). Aquí se empleará uno de los métodos satelitales ya descrito en la sección 1.1. Las ventajas de utilizar esta técnica comparada con otras es que la misma es casi una imagen instantánea (típicamente 1 minuto), posee cobertura global, precisión de procesos sub-Kelvin mediante la temperatura desde la alta tropósfera a la baja estratósfera, buena resolución vertical y no se ve interrumpido por la presencia de nubes o condiciones de mal tiempo.

Como se introdujo en 2.3.1, al ir desde la tropósfera hacia estratósfera, algunas propiedades del medio pueden sufrir cambios significativos. Como consecuencia, algunos trabajos teóricos han considerado reflexiones parciales de OGI en la tropopausa. Sin embargo, en los sondeos todavía no se han encontrado signos de este fenómeno. En los últimos años ha habido muy poca investigación de este tema y sólo hay referencias de uno sólo que podría haber detectado una posible reflexión parcial en la tropopausa (Smith y otros, 2008). A pesar de esta carencia de certeza en esta materia, en recientes climatologías de OGI se estimaron las perturbaciones alrededor de la tropopausa (por ej. Alexander y otros, 2008).

En la sección 2.3.1 se mencionó los problemas que aparecen cuando se procesan datos de T , provenientes de cualquier técnica observacional, al separar la variable en fondo (T_B) y perturbación (T'). Una alternativa de separar las dos componentes es utilizar una función polinómica que se ajuste a la variable de fondo (por ej. Allen y Vincent, 1995; Vincent y otros, 1997). Guest y otros (2000) discutieron cómo el orden polinómico más adecuado. Sin embargo, esta técnica permite controlar en forma no directa el rango de longitudes de onda a ser aislado. Las longitudes de onda más largas son separadas porque se asume que representan el fondo, mientras que las más cortas se eliminan porque se considera que se trata de ondas correspondientes a una región espectral que no está dentro del interés de estudio o simplemente ruido, ya sea de la atmósfera o del instrumento. Las perturbaciones resultantes luego de restar, son aquellas de interés para el análisis. Los filtros pasabanda a menudo amortiguan

las amplitudes de las ondas y los ajustes por polinomios de los campos de fondo a veces crean “overshoots” (Zulicke y Peters, 2006).

Más aún, el abrupto gradiente alrededor de la tropopausa, particularmente a latitudes bajas, afecta fuertemente la performance de cualquier método de separación. El fondo no puede reproducirse adecuadamente, principalmente dando lugar a un realce artificial de las amplitudes de las ondas presentes en la estructura que se estudia. Esto se concluyó luego de casi una década de trabajo en climatologías de ondas globales obtenidas a partir de información satelital GPS RO (por ej., Steiner y Kirchengast, 2000; Tsuda y otros, 2000; Ratnam y otros, 2004; de la Torre y otros, 2006; Namboothiri y otros, 2008), que permitieron analizar, por primera vez, una gran cantidad de perfiles temperatura incluyendo tanto la tropósfera y estratósfera. Similar a lo mostrado en la sección 2.3.1, figura 2.7, la figura 2.8 muestra las diferencias observadas entre un ejemplo de perfil (obtenido mediante GPS RO) y el fondo resultante al filtrar con el método mencionado en 2.3.1.

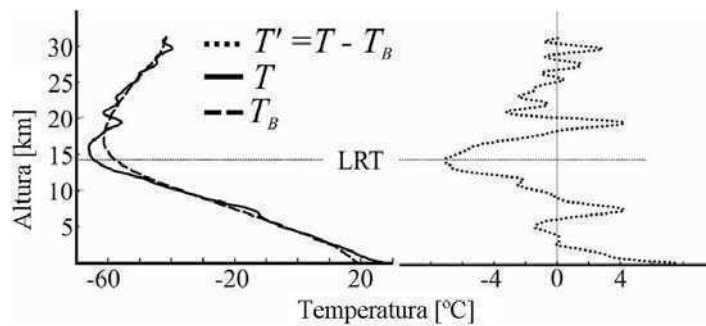


Figura 2.8: Un perfil de temperatura T (trazo sólido), la temperatura de fondo encontrada T_B (trazo rayado) y sus diferencias T' (punteado). (Satélite CHAMP, lon=293.81 deg, lat=-18.55 deg, 30 mayo 2001 01:42 UTC). Panel izquierdo: perfiles medidos y fondo determinado por el filtro. Panel derecho: la perturbación resultante T' .

Esta clase de problema inicialmente condujo a sobreestimaciones de las amplitudes cerca de la tropopausa y una vez reconocido, imposibilitó el estudio de la tropósfera y la estratósfera como un sólo conjunto. Una primera solución parcial

fue restringir cualquier análisis a cada capa una de las dos capas o analizar sólo una. Hasta ese momento, la posible inferencia de longitudes de onda vertical más largas que 15 km, no era posible en este tipo de trabajo. Además, la actividad ondulatoria en la región de la tropopausa no pudo ser determinada en forma realista. Como se mencionó en la sección 2.3.1, Schmidt y otros (2008) discutieron acerca de la actividad ondulatoria global derivada de datos CHAMP GPS RO separando la información en estratosférica y troposférica y aplicando un filtro a cada región. Como se vio en la figura 2.7, el método separado redujo significativamente el realce artificial de la actividad ondulatoria observada generalmente sobre la tropopausa. Recientemente, de la Torre y otros (2010) realizaron una estimación de los errores significativos introducidos por el efecto de la tropopausa cuando se utiliza un filtro digital para los métodos “completos“ y “separados“ aplicados a los perfiles de temperatura derivados de GPS RO. Acá se compararán estas dos alternativas con un nuevo método de filtrado. Otra posibilidad de separar fondo y ondas se encontró recientemente cuando estuvo disponible la información de la constelación (COSMIC) GPS RO. Sus resoluciones espacial y temporal son mayores que misiones previas. Además, son suficientemente buenas como para la determinación de la temperatura de fondo promediando en cada nivel sobre intervalos de tiempo y espacio tan pequeño como sea posible (de acuerdo a un criterio de tamaño mínimo de muestreo) (por ej. Alexander y otros, 2008; Wang y Alexander, 2010). Estos autores construyeron para cada celda reticulada de bandas de longitud/latitud un perfil de T sobre un intervalo de tiempo definido. Las perturbaciones se obtuvieron sustrayendo los perfiles individuales de temperatura a partir del fondo apropiado. Sin embargo, para misiones viejas de GPS RO o para otras técnicas observacionales el número de perfiles por celda es demasiado escaso para generar fondos representativos y el método ya no es significativo. Además, podría pensarse que las resoluciones espaciales y temporales deberían ser mayores que aquellas utilizadas por los autores mencionados arriba para poder separar ambas partes. Todos estos casos, requieren una solución para el problema de la tropopausa.

2.3.3. El nuevo método de filtrado

Si existieran filtros con “cortes” ideales, parte del problema estaría allí, porque la forma de la tropopausa generalmente se aparta de una función sinusoidal o alguna otra que pueda utilizarse como modelo. Además, los filtros reales no aíslan componentes espectrales ideales y podrían necesitar algún procedimiento de ajuste manual para optimizarlos. Luego de utilizar un pasabanda “perfecto” no debería haber componentes restantes en longitudes de ondas fuera del rango considerado. Sin embargo, los filtros reales se comportan diferentes, con lo cual utilizarlos más de una vez de una manera determinada, a priori podrían mejorar la remoción de longitudes de onda no deseadas. Aquí se probaron diferentes alternativas y se encontró empíricamente, un método que llamamos “doble filtrado”, el cual implica básicamente el uso del mismo filtro dos veces. No se emplean otros procesos adicionales como remoción de tendencias ni técnicas de preblanqueo. Se chequea el método con dos filtros diferentes, porque esto podría a priori conducir a resultados que difieran entre sí. Una explicación de cada uno de ellos se encuentra en Scavuzzo y otros (1998), como se estableció en la sección 2.3.1 y Schonwiese (2000). Ambos son no recursivos e incluyen una ventana de Kaiser (Kaiser, 1966) para minimizar los artificios del filtrado producidos por la extensión finita de los datos. Los dos filtros llevan a resultados casi idénticos, por lo tanto, se muestran abajo sólo los resultados para el descripto por Scavuzzo y otros (1998). La respuesta del filtro al impulso unidad, se puede ver en la figura 2.9 muestra la respuesta del filtro no recursivo para la función impulso unidad.

Si el “corte” de l filtro fuera ideal, entonces el segundo filtrado no generaría ninguna modificación respecto al primer procesado, con lo que las longitudes de onda larga se eliminarían en el primer paso.

Acá se aplicó el método a la temperatura y la refractividad. En la atmósfera seca y neutral la refractividad es proporcional a la presión e inversamente proporcional a la temperatura. La refractividad tiene la ventaja de ser un producto anterior del RO (por ej. Kursinski y otros, 1997) y típicamente no presenta cambios abruptos en la tropopausa. Sin embargo, el inconveniente es que presenta un decrecimiento exponencial, con lo que cualquier representación inadecuada del fondo probablemente

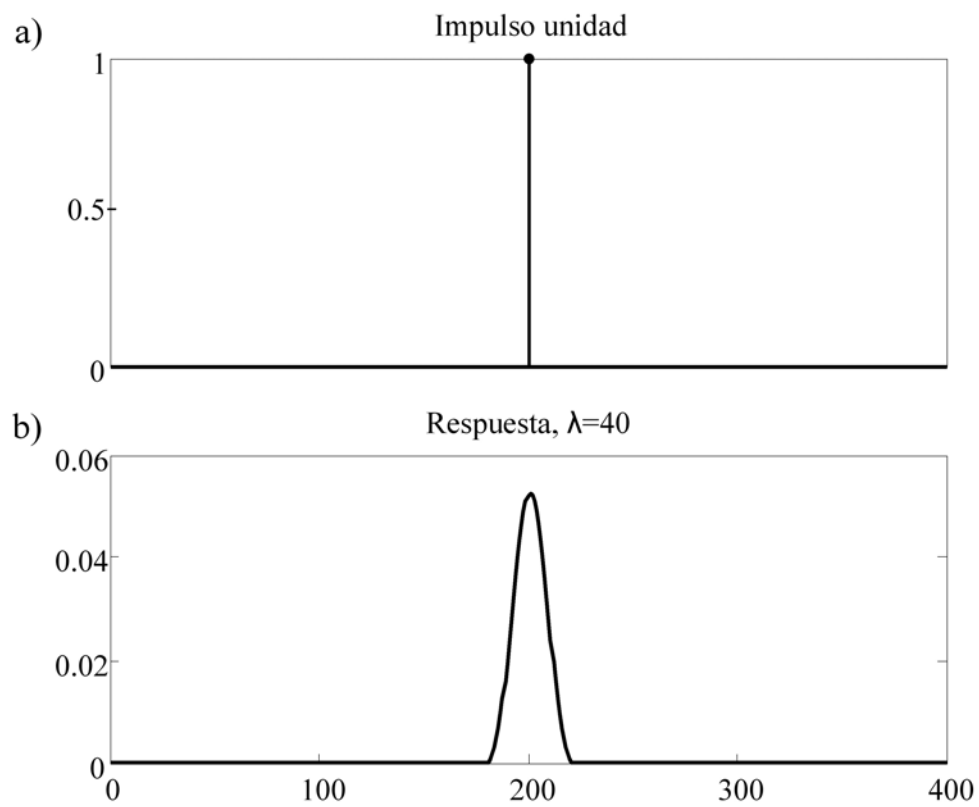


Figura 2.9: a) función impulso unidad b) respuesta del filtro para un “corte” de 50 unidades

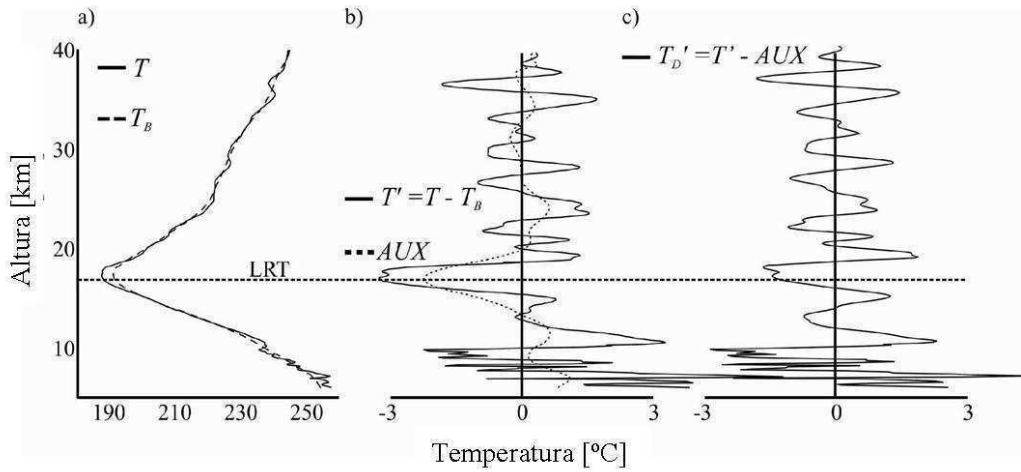


Figura 2.10: a) perfil de temperatura de RO (sólida) y la temperatura de fondo obtenida (trazo a rayas), b) temperatura filtrada con pasabanda (sólida) y el fondo correspondiente a grandes longitudes de onda (rayas) y c) la temperatura con doble filtrado (Satellite COSMIC 1, lon=239.36 deg, lat=-2.38 deg, junio 29 2010 00:23 UTC).

conduzca a una amplificación artificial de cualquier fluctuación.

El nuevo método consta de dos pasos: i) utilización de un filtro pasabanda para aislar el rango de longitudes de onda de interés (separar el fondo y eliminar el ruido), ii) aplicar sobre la perturbación aislada un filtro pasa bajo con un “corte” que es mayor o igual que el límite superior del pasabanda (remueve longitudes de onda larga que representan características del fondo o tendencias aún presentes y fuerza una media cero). En todos los casos estudiados acá, se aplica en el primer paso un filtro pasabanda entre 1 y 10 km y en el segundo paso un “corte” de 10 km.

Las figuras 2.10 y 2.11 muestran los resultados para algunos ejemplos de doble filtrado para la temperatura T'_D . Es posible observar sesgos y media distinta de cero para la tropopausa a partir de un filtro estándar. Estos problemas se atenúan luego de aplicar el segundo paso sugerido para encontrar tendencias o sesgo en la perturbación aislada (AUX). Las amplitudes, longitudes de onda y variaciones de fase no siempre se retienen. Al repetir el procedimiento con la refractividad se obtuvieron

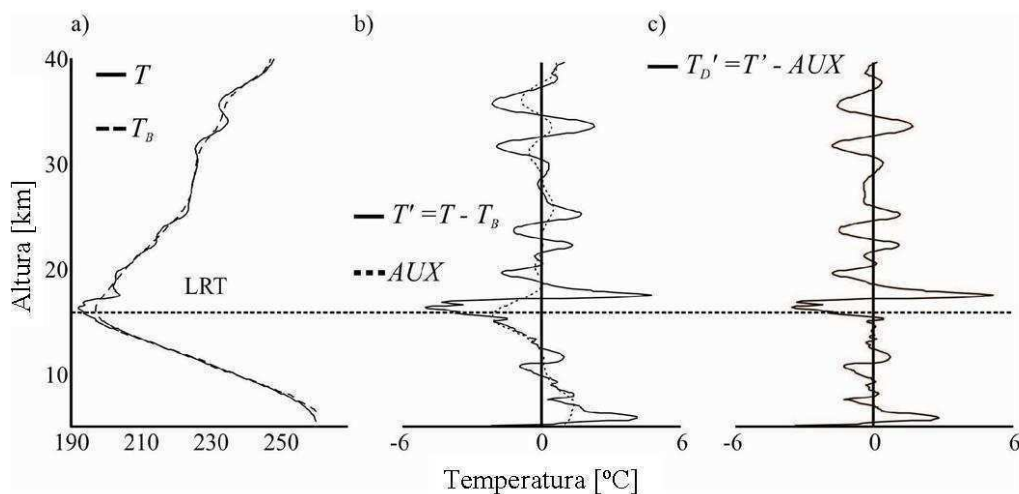


Figura 2.11: Igual que la Figura 2.10 para un segundo evento de GPS RO Satellite COSMIC 1, lon=44.47 deg, lat=7.01 deg, marzo 21 2010 16:20 UTC).

resultados similares. En las figuras 2.12 y 2.13 se muestra la técnica aplicada a la temperatura relativa (relación de perturbación y total) y la refractividad en los dos ejemplos. Es para notar que el decrecimiento casi exponencial que presenta la refractividad con la altura no es bien descrito por el filtro pasabanda por encima de la tropopausa y las perturbaciones se magnifican y se sesgan en ese nivel. Sin embargo, el problema queda corregido por el segundo paso en el doble filtrado (las oscilaciones de la temperatura y la refractividad muestran amplitudes casi iguales y de signo opuesto como es esperable en ondas de gravedad).

Ahora se mostrará como el nuevo método puede mejorar la estimación de la actividad ondulatoria en intervalos de altura incluyendo la tropopausa, la cual es la zona afectada por el artificio del filtro. Como se mencionó en 2.3.1, la actividad ondulatoria generalmente se cuantifica con la energía potencial, la cual es casi equivalente al promedio de la varianza relativa de temperatura ($\frac{T'}{T}$) (Tsuda y otros, 2000). Se mostrará la última cantidad, la cual es el cuadrado del promedio de la temperatura relativa promediada sobre un intervalo dado de altura (los perfiles de temperatura relativa se mostraron en los ejemplos de las figuras 2.12 y 2.13). Primero se creó información sintética de temperatura entre 4 y 27 km de altura agregando

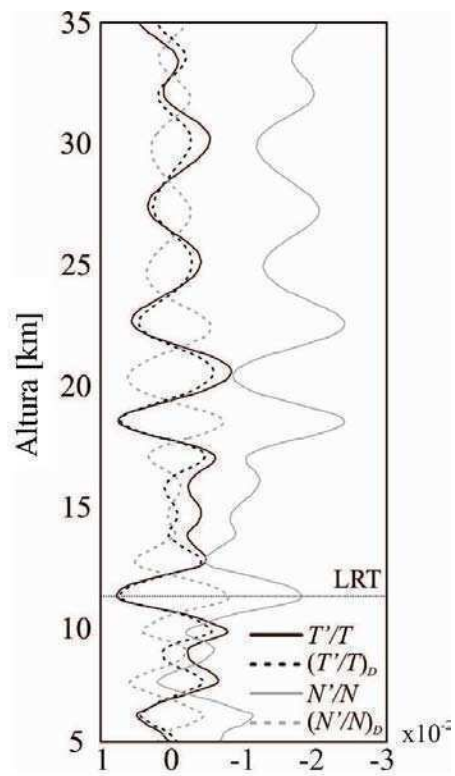


Figura 2.12: Perfiles de un evento de GPS RO Satellite COSMIC 1, lon=18.06 deg, lat=-36.30 deg, 19 julio 2010 19:07 UTC). Pasabanda (sólida) y doble filtrado (trazos) temperatura relativa (negro) y refractividad (gris).

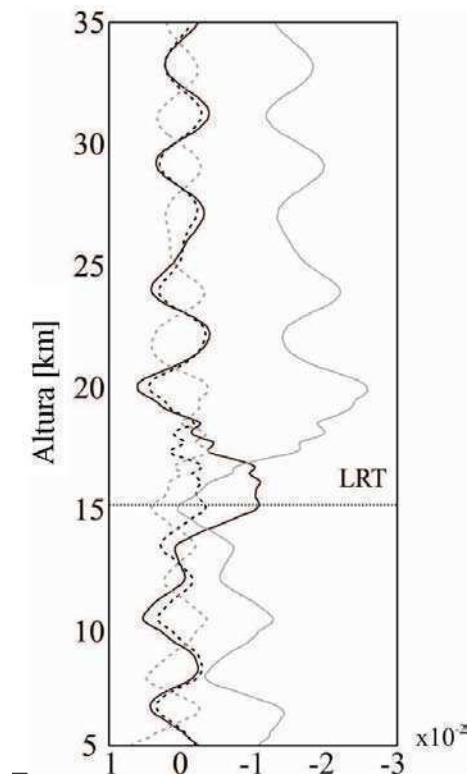


Figura 2.13: Igual que figura 2.10 para un segundo perfil GPS RO (Satellite COSMIC 1, lon=95.29 deg, lat=-23.02 deg, July 19 2010 00:38 UTC).

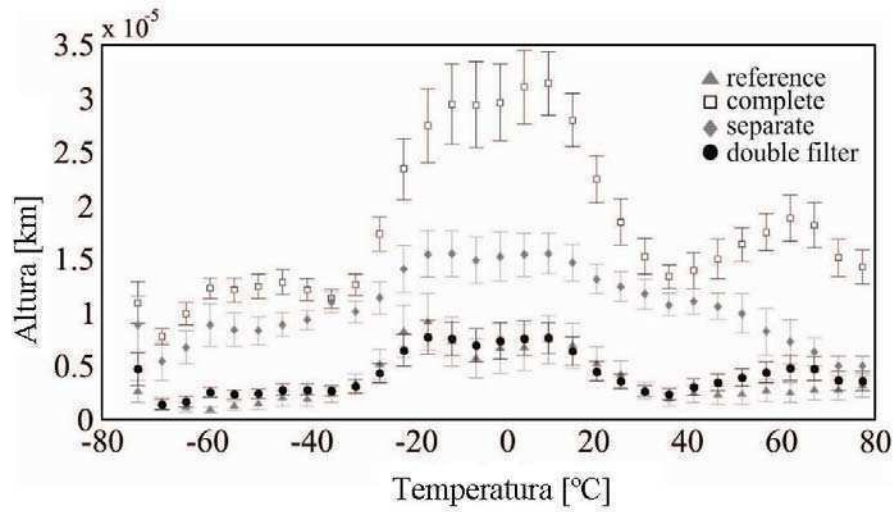


Figura 2.14: Varianza media de temperatura relativa promedio simulada y sus incertezas en el intervalo de altura 4 - 27 km contra latitud: valores de referencia (triángulos) y los resultantes para el método completo (cuadrados), separados (rombos) y doble filtrado (círculos).

dos componentes conocidas, un fondo T_B mas una perturbación T' . La temperatura de fondo se seleccionó a partir de reanálisis del NCEP en intervalos de 5° de latitud, promediados zonalmente y elegidos al azar entre enero de 1997 y diciembre de 2007. El intervalo de altura más amplio disponible para todas las latitudes y tiempos es 4 - 27 km. La perturbación de temperatura se generó como superposición de ondas monocromáticas con longitudes de onda vertical dentro del rango de 1 a 15 km cada 0.5 km y fases y amplitudes aleatorias. Una función de modulación finalmente empalma las perturbaciones a las climatologías observadas. Más detalles de la construcción de perfiles sintéticos se pueden obtener en de la Torre y otros (2010). Para cada latitud, se crearon 500 perfiles, los cuales permitieron calcular valores medios (referencia) de la varianza de temperatura promedio (varianza media de temperatura promedio sobre 500 perfiles) y sus incertezas (desvío estándar del promedio de la varianza promedio, sobre 500 perfiles). Luego se compararon estos resultados con los obtenidos para las mismas cantidades al aplicar el método completo, separado y doble filtrado descritos más arriba. Los resultados se muestran en la figura 2.14.

Es importante notar que, como se definió más arriba, la varianza relativa es un indicador indirecto adimensional de T' (método completo) y T'_D (método de doble filtrado), por lo que los dos perfiles correspondientes también son representaciones cuantitativas de la perturbación promedio de la temperatura para cada método. Está claro que la opción que mejor sigue los valores “reales” es el método de doble filtrado. Los otros dos métodos exhiben diferencias en órdenes de magnitud a algunas latitudes. Cerca del ecuador la aplicación del método completo lleva típicamente a errores más altos al compararse con los valores “verdaderos” de referencia (aproximadamente 3 contra 0.5), mientras que el doble filtrado lleva a diferencias cerca de 20% (0.6 contra 0.5). En tanto, en medias y altas latitudes se encuentran discrepancias menores aunque similares (el valor típico de la varianza relativa cambia). La energía de las escalas grandes que no fueron removidas por el primer filtrado sino por el segundo, se representa esencialmente por la diferencia entre los perfiles completos y doble filtrado en cada latitud. Las diferencias más grandes ocurren en bajas latitudes debido a los cambios abruptos del gradiente sobre la tropopausa. La curvatura típica variando con la latitud, se puede ver en la figura 2.15, donde se muestran perfiles de temperatura a partir de reanálisis del NCEP promediados zonalmente para enero de 2007 (hemisferios sur y norte, verano e invierno respectivamente).

Es interesante remarcar que en un área pequeña (principalmente cerca de la latitud 20°S) el método de doble filtrado sobreestima la “verdadera” actividad ondulatoria. Este efecto extraño sucede porque ocurre un filtrado excesivo para algunos perfiles de temperatura en particular. Cabe recordar que el método separado (Schmidt y otros, 2008), corta la tropopausa en dos partes a partir del CPT (cold point tropopause). Cada uno de los fondos se encuentra en forma separada. Luego se juntan para encontrar las perturbaciones desde la tropósfera hasta la estratósfera. Las dos partes a menudo no coinciden en el CPT. Una consecuencia de este problema es que las amplitudes de las ondas se sobreestiman un poco (no tanto como el método completo) y entonces también los valores de energía se magnifican. La figura 2.16 muestra una estadística sobre la reducción del promedio de la energía potencial del doble filtrado, respecto al método completo, confeccionado por celdas geográficas y basado en un mes de información observacional global de COSMIC GPS RO. De acuerdo con las simulaciones descritas antes, para el método completo se observan

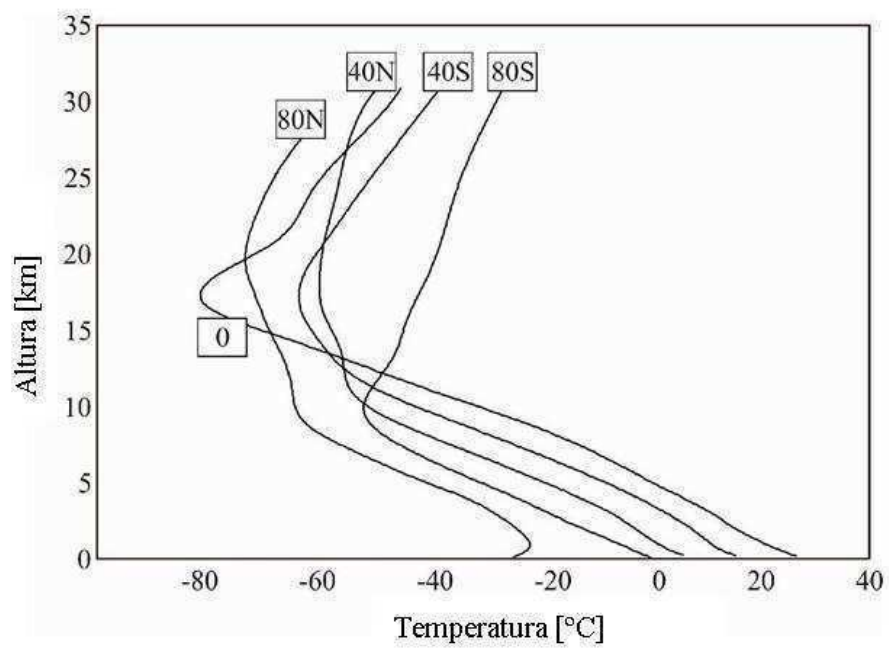


Figura 2.15: Perfiles medios de temperatura en bajas, medias y altas latitudes a partir de reanálisis del NCEP promediados zonalmente durante enero de 2007.

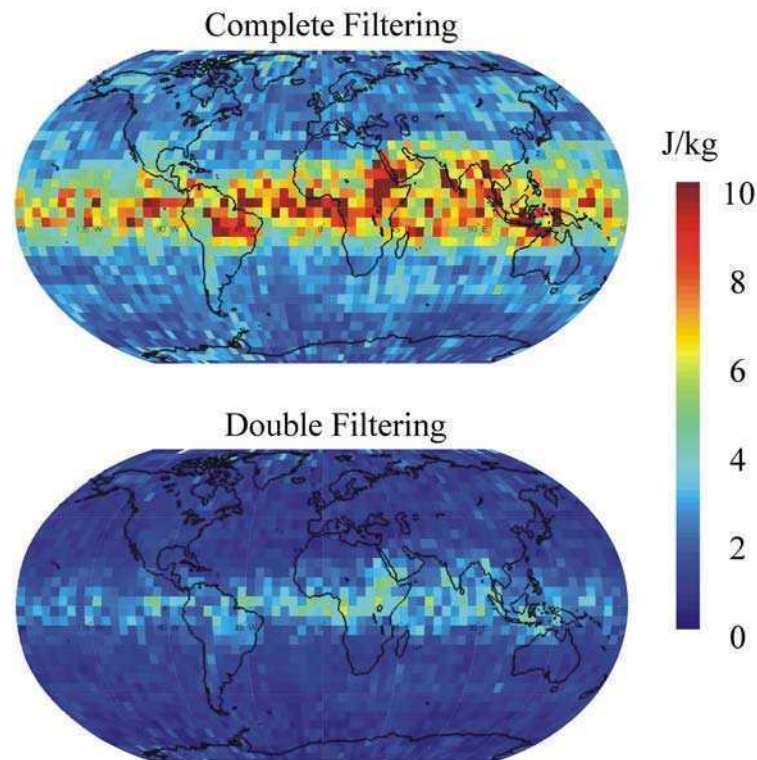


Figura 2.16: Energía potencial promediada para celdas de $5^\circ \times 5^\circ$ entre 5 km y 35 km de altura filtrados por el método de doble filtrado y método completo basado en información de datos globales de COSMIC GPS RO a partir de junio de 2008.

valores significativamente grandes principalmente en bajas latitudes, los cuales es de esperar que deriven de las dificultades en separar adecuadamente la curvatura de la tropopausa, de acuerdo a los resultados de arriba.

Estos resultados muestran que el nuevo procedimiento de filtrado mejora el análisis de ondas de gravedad entre la tropósfera y estratósfera, reduciendo considerablemente los incrementos artificiales de energía ondulatoria en las cercanías de la tropopausa. En breve, estaremos capacitados en evitar el problema de la tropopausa, con la posibilidad de utilizar tanto la temperatura como la refractividad. Esta mejora permitiría calcular la actividad ondulatoria, ahora incluyendo longitudes de onda vertical más largas que las consideradas previamente, como las ondas de Kelvin ultrarrápidas a lo largo del ecuador (por ej. Canziani y otros, 1994).

Capítulo 3

Ondas de gravedad interna: 2 aplicaciones

En esta sección se utiliza el modelo numérico de mesoescala WRF (Weather Forecasting System) para reproducir las variables dinámicas involucradas en la propagación de ondas de montaña. Se analiza la posible acción directa de las ondas de montaña durante el verano, como mecanismo disparador de procesos de convección profunda, en coincidencia con la información disponibles de radares Banda C y S.

3.1. Tormentas severas cerca de los Andes en presencia de ondas de montaña

La atmósfera sobre los Andes constituye una región de interacción tropósfera-estratósfera donde se generan permanentemente ondas de montaña de media y alta frecuencia (por ej. Eckermann y Preusse, 1999; de la Torre y otros, 2006). En particular, la región de Mendoza constituye un laboratorio natural donde las principales fuentes de ondas de gravedad interna pueden coexistir: forzante por montañas, ajuste geostrófico, convección profunda, actividad frontal y cortante del viento (por ej. Fritts y Alexander, 2003).

Un considerable número de valles profundos principalmente alineados norte-sur es el escenario para el desarrollo de eventos frecuentes de fuerte convección entre fines de la primavera y principios del otoño, a veces seguidos de producción de granizo destructivo. Si la inestabilidad convectiva y la convergencia del flujo de humedad son las apropiadas, se puede disparar la convección, forzada por factores tales como movimiento vertical sobre una zona frontal, calentamiento diurno o ascenso orográfico (Johns y Doswell, 1992). La posible influencia de forzante orográfico en el inicio de la convección profunda ha sido sugerido en diferentes contextos (por ej. Smith, 1979; Uccellini, 1975).

Como puntualizó Doswell (2001), es posible ubicar en varios grupos aquellos procesos de mesoescala diferentes a los generados por convección húmeda: inestabilidades “internas” libres, procesos internos “forzados”, frentes y ondas de gravedad. En el caso de las ondas de gravedad (Hooke, 1986), sus amplitudes y tamaños las convierten en un factor importante para detonar la convección profunda. Este proceso comienza cerca de superficie, donde existen parcelas con suficiente energía potencial

(Eom, 1975). La energía de las ondas de gravedad tiende a filtrarse hacia arriba con el tiempo, con lo cual debe existir un conducto o guía de onda para contenerla permitiéndole a la misma retener su amplitud en tiempo y espacio. En ese caso, las escalas de la convección y las ondas de gravedad están estrechamente relacionadas (Lindzen y Tung, 1976). Sin embargo, se observó en Estados Unidos que no son frecuentes las condiciones que favorecen la propagación de OGI de gran amplitud por suficiente espacio y tiempo como para iniciar la convección (por ej. Hoffman y otros, 1995; Koppel y otros, 2000). En la región de Mendoza, de la Torre y otros (2004) estudiaron en detalle un caso registrado en verano en latitudes medias cerca de las montañas más altas de los Andes, a través de un análisis combinado de información de radar, satélite, radiosondeos y simulaciones. Los autores concluyeron que los eventos de convección profunda se generaron por la presencia simultánea de vientos anabáticos como mecanismo forzante, acumulación de entalpía húmeda y suficientes condiciones de inestabilidad. García-Ortega y otros (2009) analizaron dos casos de estudio en los cuales las altas temperaturas diurnas y la topografía del área favorece la formación de sistemas térmicos a sotavento de los Andes. Los autores sugieren que la cordillera de los Andes y la radiación solar pueden jugar un rol fundamental en el disparo de la convección sobre el área de estudio. Algunos autores han identificado la presencia de perturbaciones baroclínicas sobre la región de estudio como un posible mecanismo de ascenso que fuerza la convección (por ej. Seluchi y otros, 2006). Aquí se analizan tres casos estudio (6 enero de 2007, 4 noviembre de 2006 y 12 diciembre 2006) sobre esta región montañosa, en zonas cercanas a las estudiadas por García- Ortega y otros (2009). Estas tormentas tuvieron un profundo impacto económico en la región de estudio, causando considerable daño a la población y a los viñedos. Afectaron un área total de 300 km² y en particular, la primera de ellas fue seleccionada por su espectacular desarrollo, con registros de granizo del tamaño de pelotas de tenis. En 70 % de ellas, entre 80 y 100 % del daño fue registrado por la red de granizómetros. Los granizómetros se usan para proveer mediciones cuantitativas de la caída de granizo y registrar tanto su concentración como la distribución de tamaños integrada en el tiempo. La región afectada está protegida actualmente por una operación de lucha anti granizo. El proyecto incluye una red de tres radares y un programa de sembrado de nubes por yoduro de plata mediante aviones y generadores

en el suelo.

3.1.1. Recursos experimentales

La reflectividad inicial y su máximo observado durante el desarrollo de cada tormenta fueron detectados mediante el radar de banda S ubicado cerca de San Rafael, (Oasis Sur, en 34.6° S - 68.0° W). Las imágenes de radar son “composites” que selecciona máximos en áreas superpuestas. El software TITAN (Thunderstorm Identification, Tracking, Analysis and Nowcasting) provee imágenes de las tormentas con una resolución espacial de 1 km^3 (Dixon y Wiener, 1993). El mismo identifica las celdas y trackea su evolución. En las figuras 3.1 a-c, se muestra la reflectividad correspondiente al inicio y máximo desarrollo de la celda. El contorno rojo encierra el área protegida en el Oasis Sur. El primer eco correspondiente a cada tormenta se detectó durante la tarde en los tres casos: caso 1, 26 de enero 2007 a las 18 : 00Z; caso 2, 4 noviembre 2006 a las 17 : 00Z; y caso 3, 12 diciembre 2006 a las 20 : 00Z.

Las tormentas alcanzaron sus máximo desarrollo durante su desplazamiento SO-NE, sobre el Oasis Sur. Se utilizaron perfiles verticales de T durante eventos de ocultamiento entre los satélites GPS y LEO-COSMIC (Liou y otros, 2007) con los cuales se valida la temperatura de las simulaciones.

3.1.2. Simulaciones

A partir de simulaciones numéricas con el modelo regional Weather Research and Forecasting (WRF 3.0) (Skamarock y otros, 2008), se determinó los campos de temperatura, la velocidad vertical (w) y las condiciones regionales antes del inicio de la convección. Las simulaciones se realizaron utilizando como forzante datos de $1^\circ \times 1^\circ$ del NCEP Global Final Analysis (FNL).

Estas simulaciones se realizaron sobre tres recintos anidados en una región que contiene la mayor parte de Sudamérica, con 43 niveles de resolución vertical y un paso de 24 s para el dominio de mayor resolución horizontal. Los tres recintos seleccionados presentan una resolución horizontal de 36 km (2500x2500 km de extensión), 12 km (1044x1080 km extensión) y 4 km (456x564 km de extensión) respectivamente,

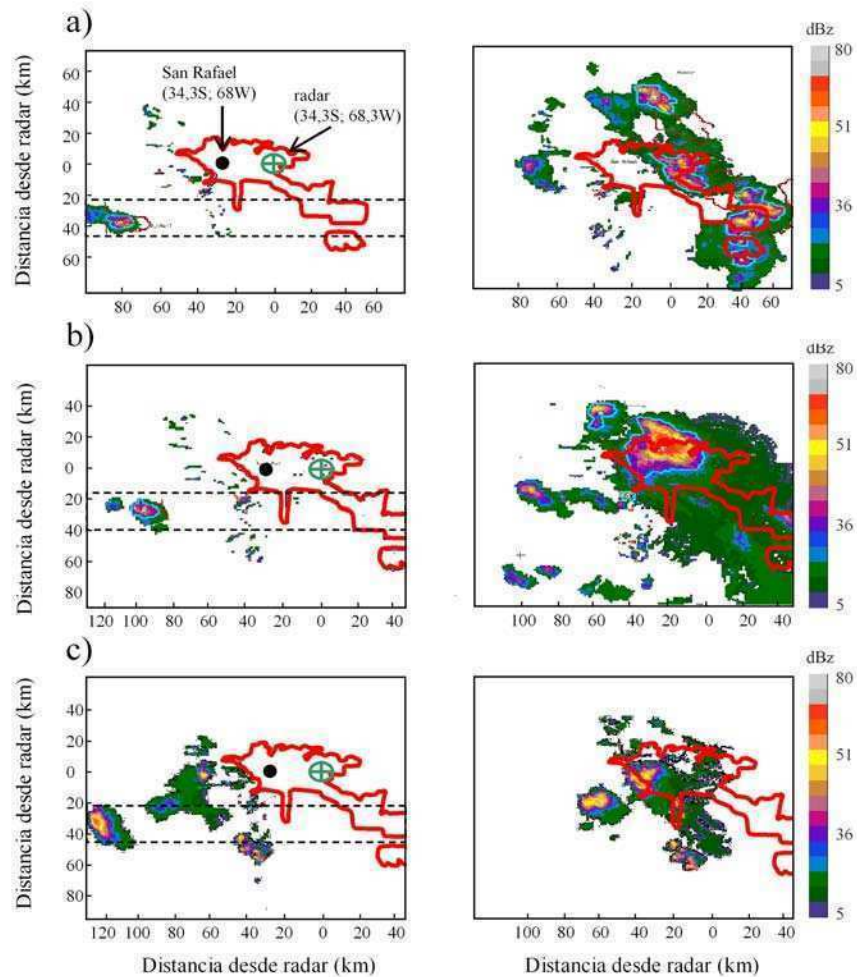


Figura 3.1: Reflectividad correspondiente a la iniciación (izq.) y máximo desarrollo (der.) de las tormentas a) 1, b) 2 y c) 3. El oasis protegido se delimita en rojo. Los perfiles zonales de w considerados en 600 hPa (ver texto en 3.1.4) adyacentes y coincidentes con el primer eco, se tomaron en la región que aparece encerrada en línea punteada

cubriendo las áreas con vértices (83W, 18S)-(56W, 45S), (75W, 39S)-(64W, 27S) y (72W, 36S)-(67W, 31S) (dominio interior) (figura 3.2).

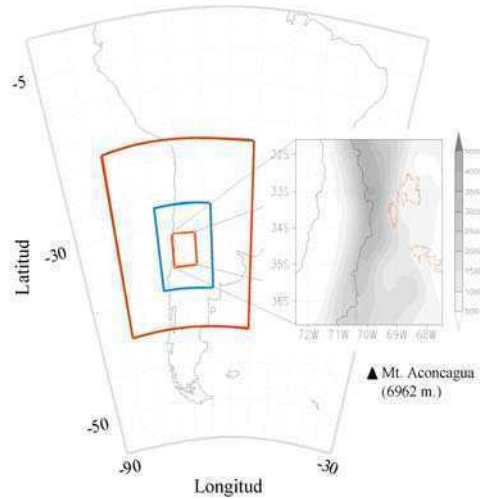


Figura 3.2: Los tres dominios seleccionados para las simulaciones. La topografía y las tres áreas protegidas se muestran en el dominio interior.

Para los tres dominios, se utilizaron las siguientes parametrizaciones: WRF Single Moment-6 class (“WSM6”; Hong y otros, 2004); Yonsei University PBL (“YSU”; Hong y otros, 2006) para la física de la capa límite; Rapid Radiative Transfer Model Longwave (“RRTM”; Mlawer y otros, 1997) y MM5 Dudhia Shortwave (Dudhia scheme; Dudhia, 1989) para procesos radiativos; el modelo Noah (desarrollado conjuntamente por NCAR y NCEP; (Skamarock y otros, 2008) y el esquema de Monin Obukhov; (Monin y bukhov, 1954) para la física de la superficie y procesos de difusión térmica, respectivamente. Para la parametrización de la microfísica se utilizó el esquema de Grell (“new Grell scheme”, Grell and Devenyi, 2002) para los dos recintos exteriores, mientras que se permitió la solución explícita de las ecuaciones del modelo para el recinto interior. Los campos de circulación regional se obtuvieron utilizando la información del forzante (FNL) en un único dominio bajo proyección Lambert, con 27 niveles verticales y 64 km de resolución horizontal, dentro de un área de vértices (106O, 30N)- (22O, 54S). Las parametrizaciones utilizadas fueron

las mismas que las empleadas en el recinto exterior descrito anteriormente, tomando salida cada seis horas. A partir de trabajos de otros autores y distintas pruebas realizadas, el “spin up” considerado es 36 horas para los tres recintos anidados y 48 horas para el recinto regional. Las simulaciones se validaron a partir de perfiles verticales de T derivados de datos de RO para los tres casos considerados (figura 3.3, respectivamente).

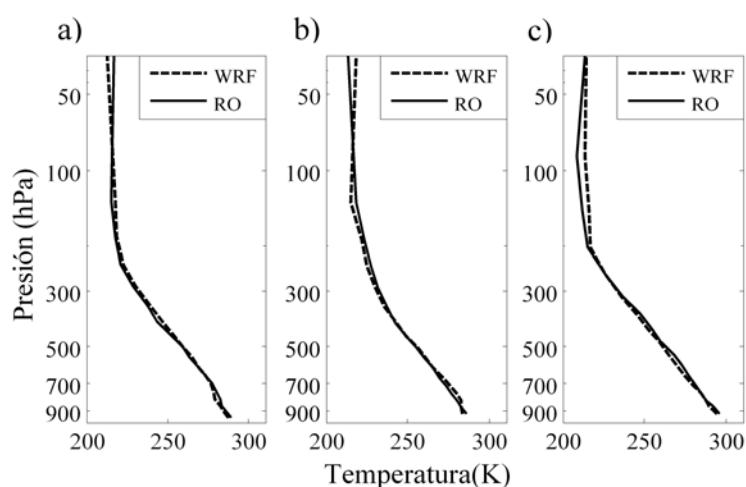


Figura 3.3: Perfiles de RO derivados del satélite COSMIC dentro del segundo dominio. Para los casos a) 1, b) 2 y c) 3. La posición y hora promedio de cada uno es: 23Z en (35.5S, 73.7W); 14Z en (34.8S, 73.3O) y 19Z en (34.1S, 64.8O), respectivamente.

Los puntos de cada perfil generan la llamada línea de puntos tangentes (LTP). Los límites superiores e inferiores (cerca de 40 km y el nivel del suelo, respectivamente) del LTP mostraron una separación horizontal de 100 km, resultando así en un sondeo de la atmósfera distinto a la dirección vertical. Las líneas punteadas representan la simulación de T con el modelo WRF, interpoladas a lo largo de las correspondientes LTP. En los 3 casos, se consideraron 50 pares y el coeficiente de correlación lineal calculado fue siempre significativamente distinto de cero con una nivel de confianza mayor a 0.99.

3.1.3. Circulación regional

Las figuras 3.4, 3.5 y 3.6 muestran, con una resolución de 36 km, el flujo en 700 *hPa*. La humedad específica (q) se representa por la humedad específica promedio en niveles bajos (LLMq), que se obtuvo promediando entre 700 y 850 *hPa*, 36 y 12 horas antes de la aparición de cada primer eco (-36 h y -12 h). También se muestran los mismos campos, pero con una resolución de 12 km para 9, 6 y 3 horas antes de cada evento (-9 h, -6 h y -3 h), se muestran para cada caso.

El caso 1 (figura 3.4) muestra un flujo del norte llegando desde norte de Argentina hacia la zona central, transportando aire húmedo desde latitudes tropicales. Esta circulación de niveles bajos se interrumpe por un flujo del SO ubicado al este de los Andes, 12 horas antes de la tormenta, permitiéndole al flujo del norte penetrar toda la región central de Argentina en ese momento. A partir de la figura 3.4 c-e se puede observar un incremento en LLMq entre -9h y -3h, mientras que en 700 *hPa* se presenta un flujo del norte al este de los Andes, cubriendo todo el área durante estas 6 horas.

En el caso 2, (figura 3.5), los campos de -36 h y -12 h muestran que hubo una importante contribución de humedad durante este período, así también como una componente predominantemente del norte en el campo de viento que se extiende a lo largo de la zona central y norte de Argentina. Si bien el viento en niveles bajos al norte de 20S no tuvo dirección sur, la LLMq parece haber sido transportada por una corriente del norte presente sobre el centro y norte de Argentina. La misma probablemente haya estado asociada a la rama oeste del Anticiclón del Atlántico, el cual presentó el continente sobre el SE de Brasil, ingresando en Argentina desde el norte y llevando aire húmedo desde el océano. Los campos de 12 km de resolución horizontal, muestran que durante la hora -6 h hubo una importante presencia de LLMq sobre la región de estudio. Al mismo tiempo esta variable se extiende hacia el sur mientras se observa un un flujo persistente desde el NO.

En el caso 3 (figura 3.6), 36 horas antes del evento se puede observar un transporte de LLMq desde latitudes bajas hacia la zona central y norte de Argentina a partir de una circulación de niveles bajos desde el norte. Esta circulación probablemente asociada a un jet de capas bajas, es empujada hacia el norte por un flujo

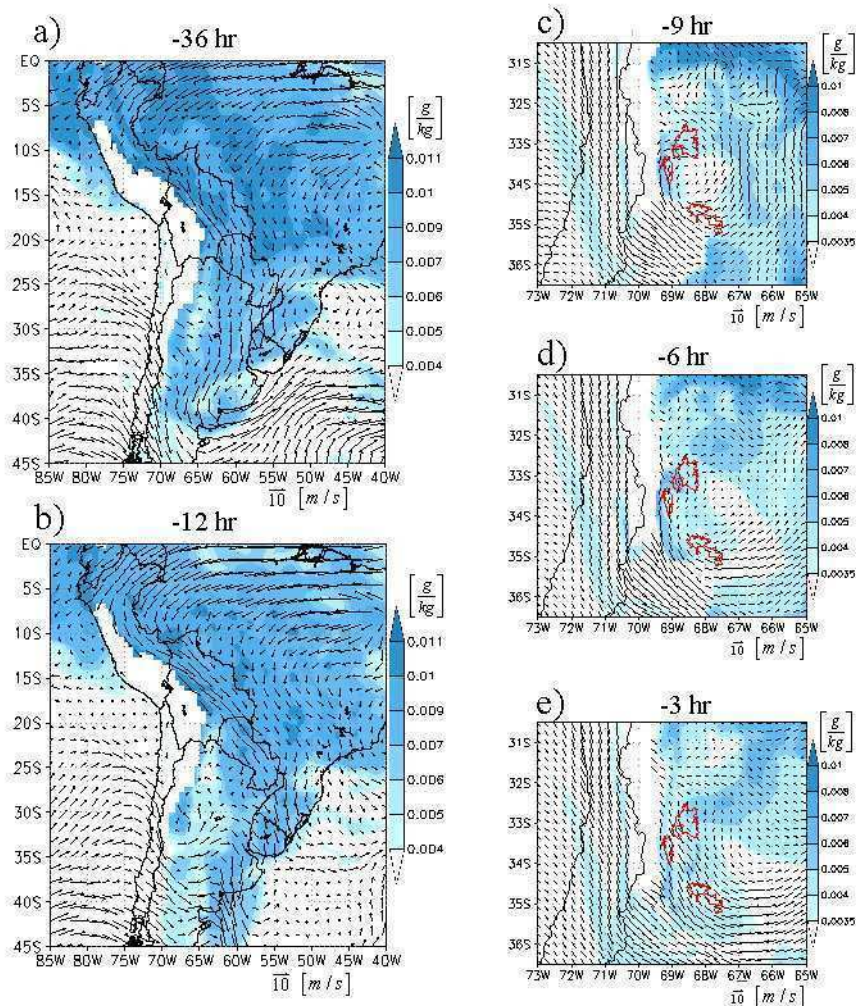


Figura 3.4: Flujo horizontal y humedad específica media (q) promediado entre 700 y 850 hPa para el caso 1, a) 36 y b) 12 h antes de cada evento. Los mismos campos, pero con 12 km de resolución c) 9, d) 6 y e) 3 horas antes de la convección.

desde el SO, adquiriendo una orientación NO-SE coincidente con la posición más común del South American Low Level Jet (SALLJ) (Saulo y otros, 2000).

Es posible confirmar este incremento de humedad sobre la región de estudio en eventos de tormenta, a partir de información de RO COSMIC mediante el procedimiento mostrado en la sección 2.1.2. Las figuras 3.7 presentan la humedad es-

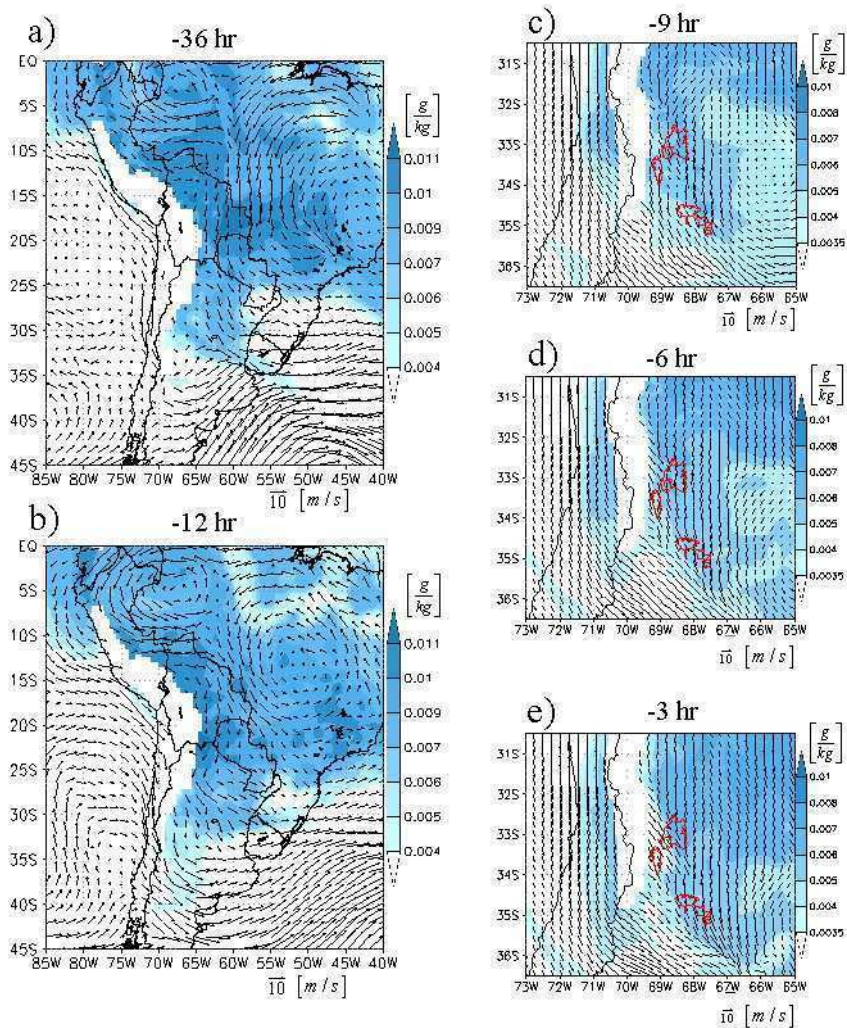


Figura 3.5: Igual que figura 3.4 pero para el caso 2.

pecífica (q) promediada en la capa 1 km - 2 km (q_{LL}) con una resolución de $1^\circ \times 1^\circ$ así como también cortes verticales longitudinales y latitudinales sobre la zona de interés. En las figuras 3.7 se comparan 43 casos de tormentas en Mendoza ocurridos durante el período 2006 y 2010 con el promedio para ese período. En las figuras 3.7 b) se observan sobre la zona norte y centro del dominio, altos valores de q_{LL} en SE cuando se los compara con los observados en 2006-2010 (figura 3.7 a)). $\theta_{e(LL)}$ presenta un área de anomalía positiva sobre la región de estudio (no mostrado) in-

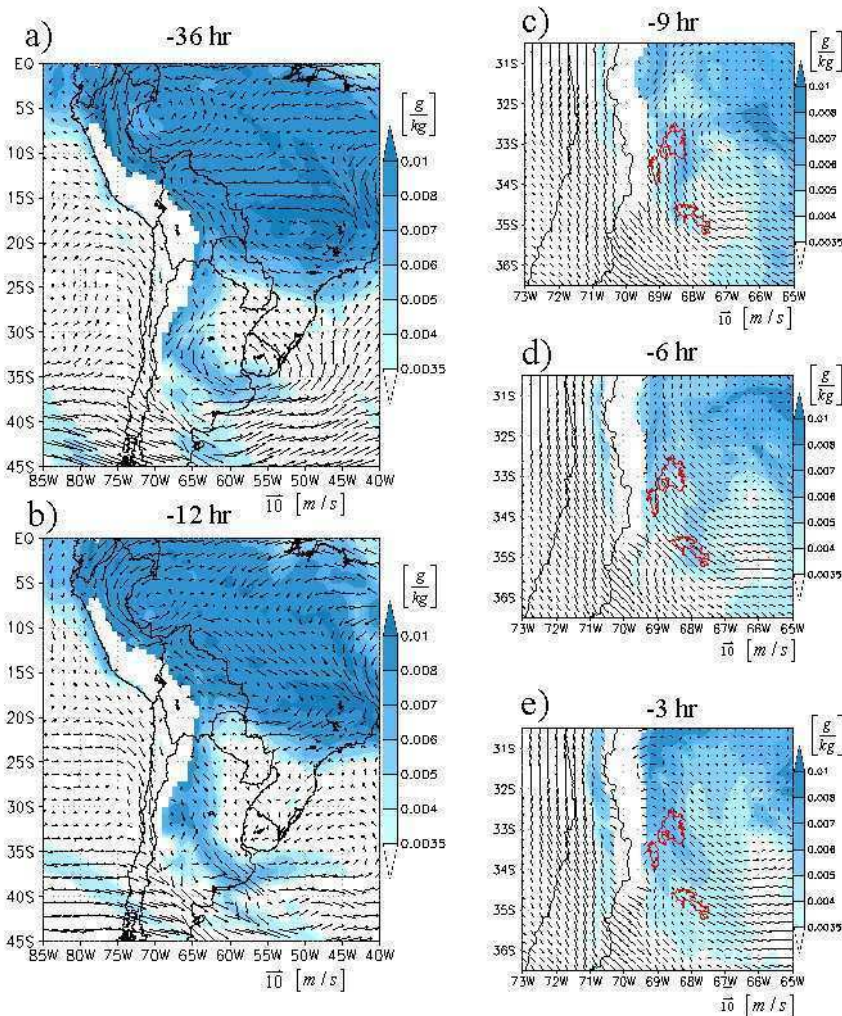


Figura 3.6: Igual que figura 3.4 pero para el caso 3.

dicando que, como es esperable en el caso de SE, la información de GPS-RO revela una región dominada por una masa de aire más cálida y húmeda que el promedio. En las figuras 3.7 c) y d) se muestran las anomalías (\tilde{q}_{LL}) obtenidas a partir de $\tilde{q}_{LL} = q_{LL}(\text{SE}) - q_{LL}(\text{2006-2010})$. De esta forma, $\tilde{q}_{LL} > 0$ (< 0) cuando $q_{LL}(\text{SE})$ es mayor (menor) que q_{LL} 2006-2010. Así, la característica mencionada anteriormente para q_{LL} puede confirmarse en las figuras 3.7 c) y d) en las cuales se observan cortes \tilde{q}_{LL} Z-lat (60-65W) y Z-lon (30-40S) (línea roja en las figuras 3.7 a) y b)). A partir de

la figura 3.7 d) es posible observar en general valores positivos de \tilde{q}_{LL} en todas las latitudes y en particular sobre la región de estudio al sur de 30S, con dos máximos relativos cerca de 34-37S. En el corte Z-lon (figura 3.7 d)) se presentan altos valores de \tilde{q}_{LL} al este de los Andes sobre la región de interés, con un máximo cerca de 65O. Claramente la técnica indica un incremento del contenido de vapor de agua en los eventos de tormenta sobre Mendoza.

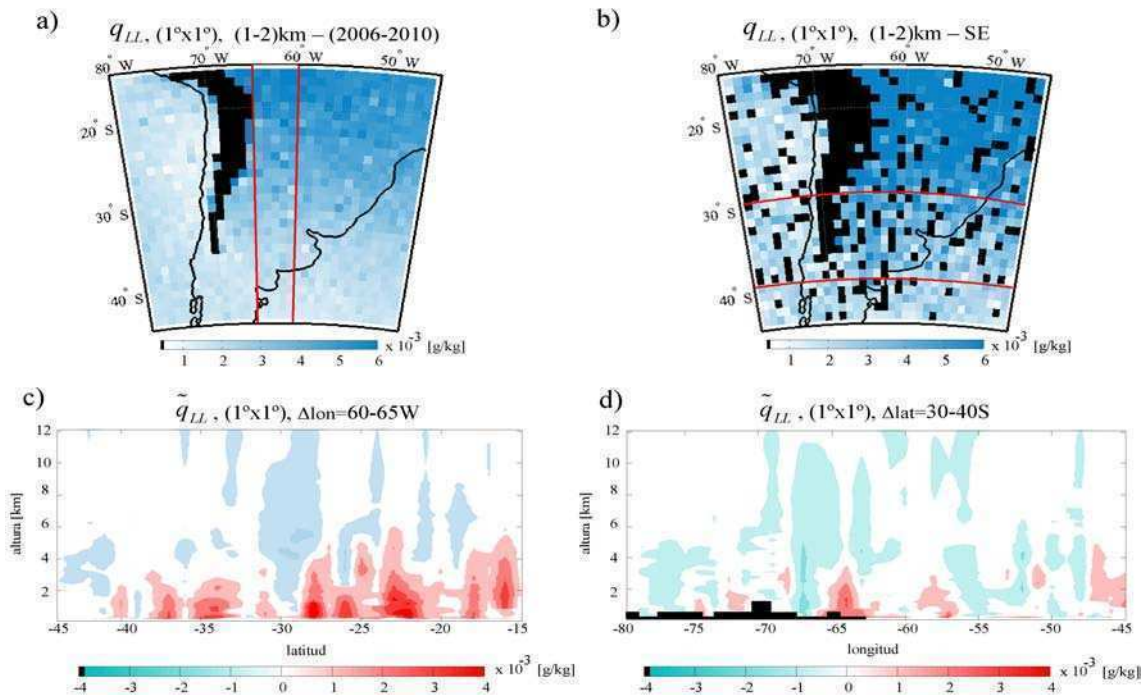


Figura 3.7: a) q_{LL} promedio para 2006-2010 y b) q_{LL} promediada para (SE); c) y d) cortes Z-lat (60-65W) y Z-lon (30-40S) de anomalías de q_{LL} (\tilde{q}_{LL}) respectivamente. La región seleccionada para promediar en estos cortes en a) y b) se marca con línea roja.

3.1.4. Análisis de ondeleta (wavelet) de las ondas de montaña

Debido a su naturaleza 3D, cualquier análisis de ondas de gravedad puede realizarse a lo largo de la dirección vertical, horizontal o inclinada. En este caso, debido

a las características de la región de estudio, con modos de frecuencia intrínseca alta y moderada, se estudian bandas latitudinales a niveles fijos de presión entre el suelo y la tropopausa. La resolución horizontal de 4 km del dominio interior de las simulaciones es suficiente para longitudes de onda típica más largas que $\lambda_h = 40$ km de acuerdo a análisis previos en la región (de la Torre y otros, 2006). Una importante habilidad del análisis de wavelet “continuos wavelet transform” (CWT) es la identificación y localización de modos principales de las ondas de gravedad. En la región considerada, estos modos principales es esperable encontrarlos cerca de las montañas. Tanto las observaciones como las simulaciones están referidas a un sistema inercial. Con esto, λ_h correspondiente a cada modo dominante se conserva a través de toda la tropósfera y no se ve afectada por las refracciones y las variaciones del viento. No ocurre lo mismo con la longitud de onda vertical λ_v .

w constituye una variable dinámica apropiada para evidenciar la presencia de ondas de montaña (por ej. Smith, 1979; Shutts y otros, 1988). Para aislar los modos dominantes de estas ondas, se procedió en cada caso como sigue: se consideró una banda de 20 km perfiles zonales promediados centrada en el primer eco de radar en el nivel de 600 *hPa*. Esta banda se esquematiza en las figuras 3.1 con línea punteada. El promedio consiste en un perfil zonal de 114 puntos en cada 3er dominio de 4 km. Se aplicó un filtro (ver sección 2.3.1) hasta obtener $16 < w'_{bp} < 360$ y $16 < T'_{bp} < 360$. Para aislar y localizar las componentes espectrales dominantes, se aplicó CWT.

Las figuras 3.8 muestran el resultado de CWT Morlet para w'_{bp} 3 horas antes del primer eco. En la misma se pueden observar dos señales claras correspondientes a modos principales en $k_h = \frac{2\pi}{\lambda_h} \sim 0,157$ y $0,050 \frac{rad}{km}$ ($\lambda_h = 40$ y 125) km para el caso 1. En los casos 2 y 3, se observan longitudes de onda similares. A su vez, se testearon otras wavelets como la de Mexican hat y Gauss con resultados muy similares. Se recalculó w'_{bp} a partir de w' con los “cutoff” apropiados como para aislar estos dos modos dominantes, obteniendo $w'_{bp(40)}$ y $w'_{bp(125)}$.

En las figuras 3.9 a-c se muestra la variabilidad zonal de $w'_{bp(40)}$ y $w'_{bp(125)}$ en 600 *hPa* antes y durante la convección para los casos 1, 2 y 3. La evolución de estos modos evidencian su gran amplitud y naturaleza estacionaria, como es esperable para ondas de montañas. Las relaciones de polarización entre $T'_{bp(40/125)}$ y $w'_{bp(40/125)}$ revelan un desfase de $\frac{\pi}{2}$ rad como es de esperar para modos de ondas de montaña de alta

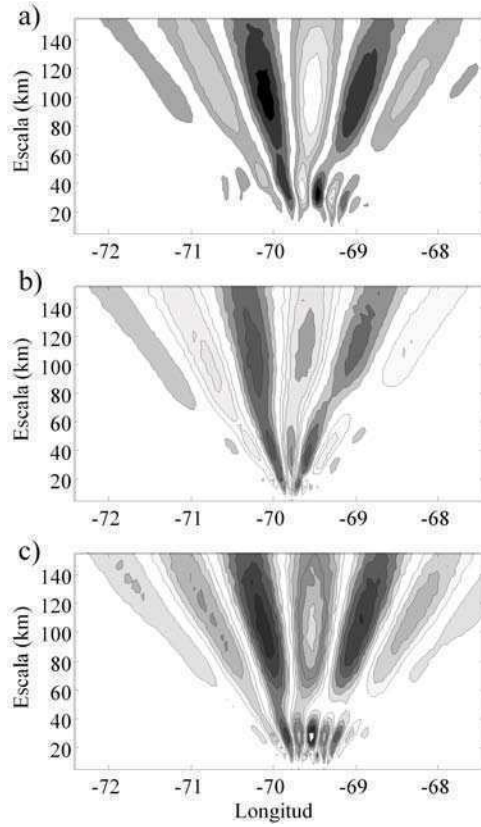


Figura 3.8: CWT Morlet para w'_{bp} ZP en 600 hPa, 3 horas antes del inicio de la convección para los casos 1, 2 y 3 respectivamente.

frecuencia. Estos son forzados por los Andes durante varias horas antes del inicio de la convección. Luego, las ondas de montaña de gran amplitud, muestran amplitudes menores. En las figuras 3.10 a-c, estos dos modos principales para los casos 1, 2 y 3 se presentan con una inclinación hacia el oeste en cada caso, con un $\lambda_v \sim 9-10$ km antes del inicio de la convección. La curva inferior representa la topografía.

La dirección de propagación horizontal de cada modo para el caso 1, (no necesariamente la dirección zonal) se identificó de la siguiente manera: centrado en la posición del primer eco, se consideraron direcciones radiales distintas a las zonales, interpolando numéricamente w' a lo largo de las mismas (figura 3.11 h). En las figuras 3.11 a-g se muestran las correspondientes CWT para sucesivos ángulos α relativos a la dirección zonal positiva, empezando en $+20^\circ$ y decreciendo en inter-

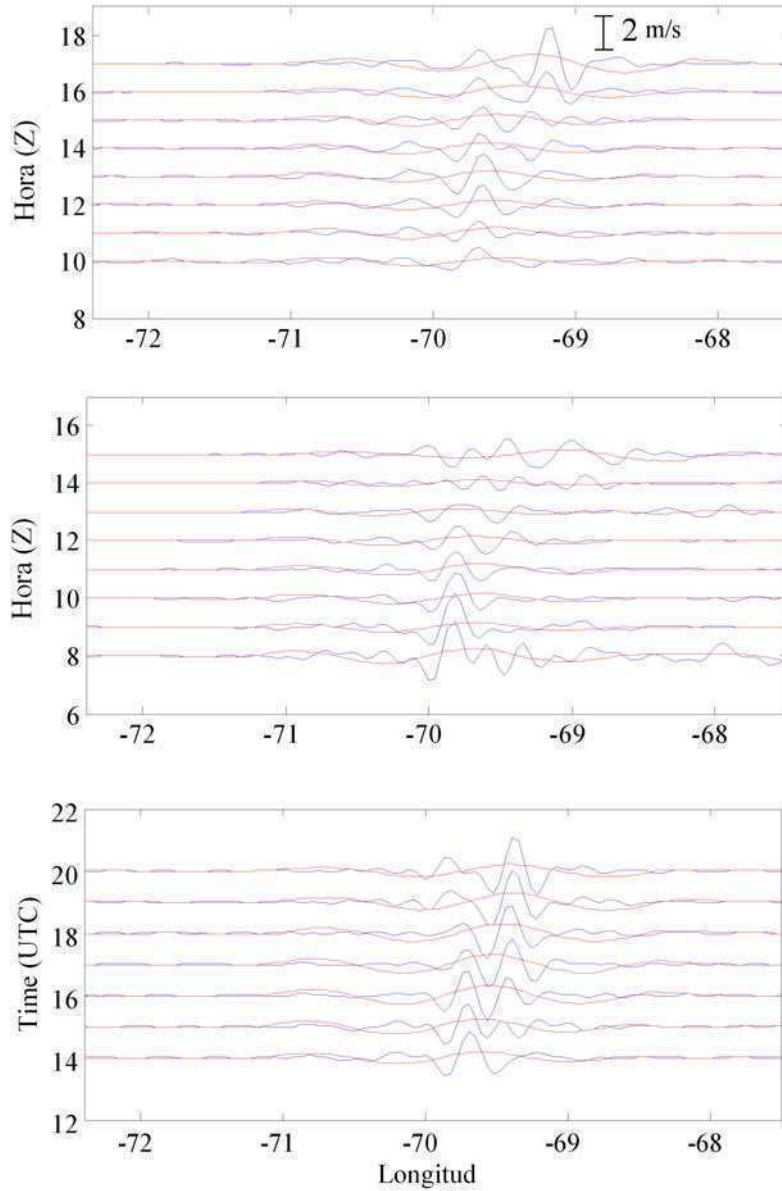


Figura 3.9: Variabilidad temporal y zonal de $w'_{bp(40)}$ y $w'_{bp(125)}$ en 600 hPa antes y durante la convección, para los casos 1), 2) y 3)

valos de 10° hasta -40° . El verdadero vector de propagación de onda horizontal debería ser paralelo a la dirección en la cual $|k_h|$ (λ_h) es máximo (mínimo). Se puede observar que las escalas correspondientes a los centroides de ambos modos decrecen

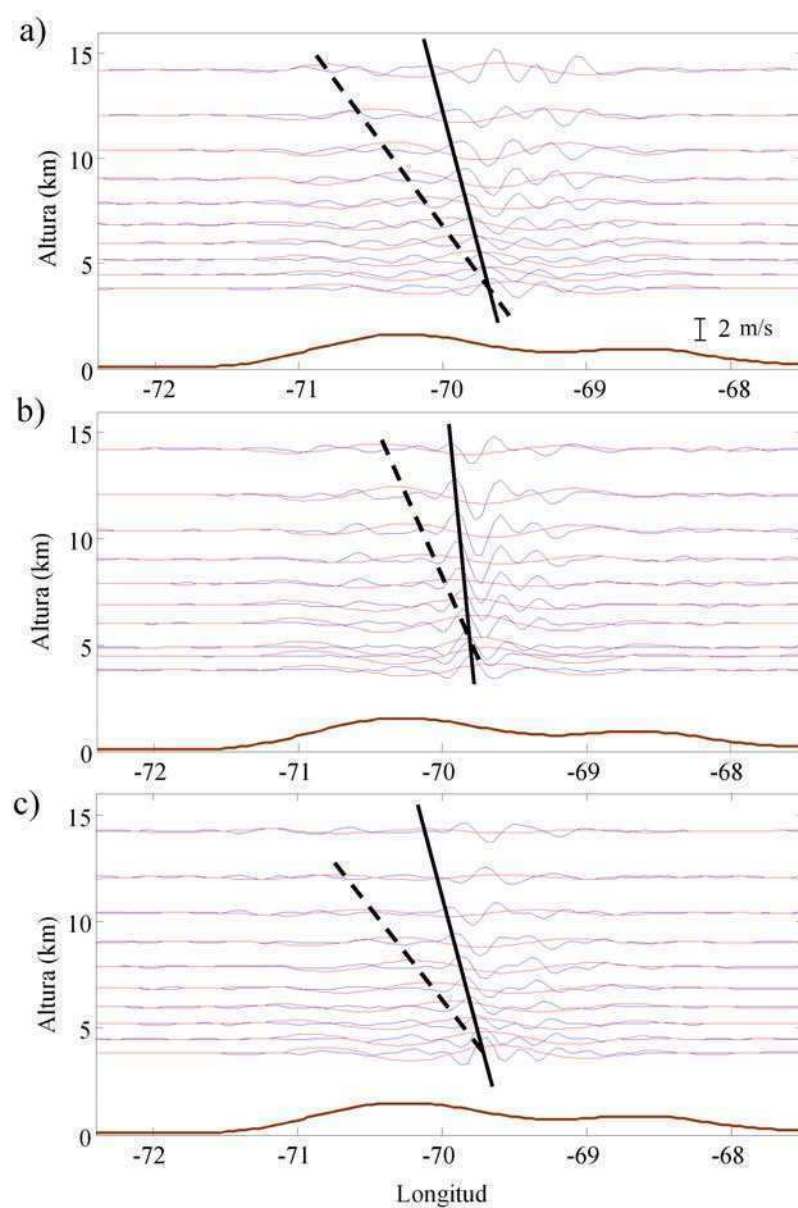


Figura 3.10: Variación zonal y temporal de $w'_{bp(40)}$ y $w'_{bp(125)}$ en 600 hPa antes 3 hr antes del inicio para los casos 1, b) 2 y c) 3. La curva inferior representa la topografía.

monótonamente con el decrecimiento de α , alcanzando valores mínimos (para ambos modos) entre -10° y -20° . Incluso para valores menores, las escalas se incrementan

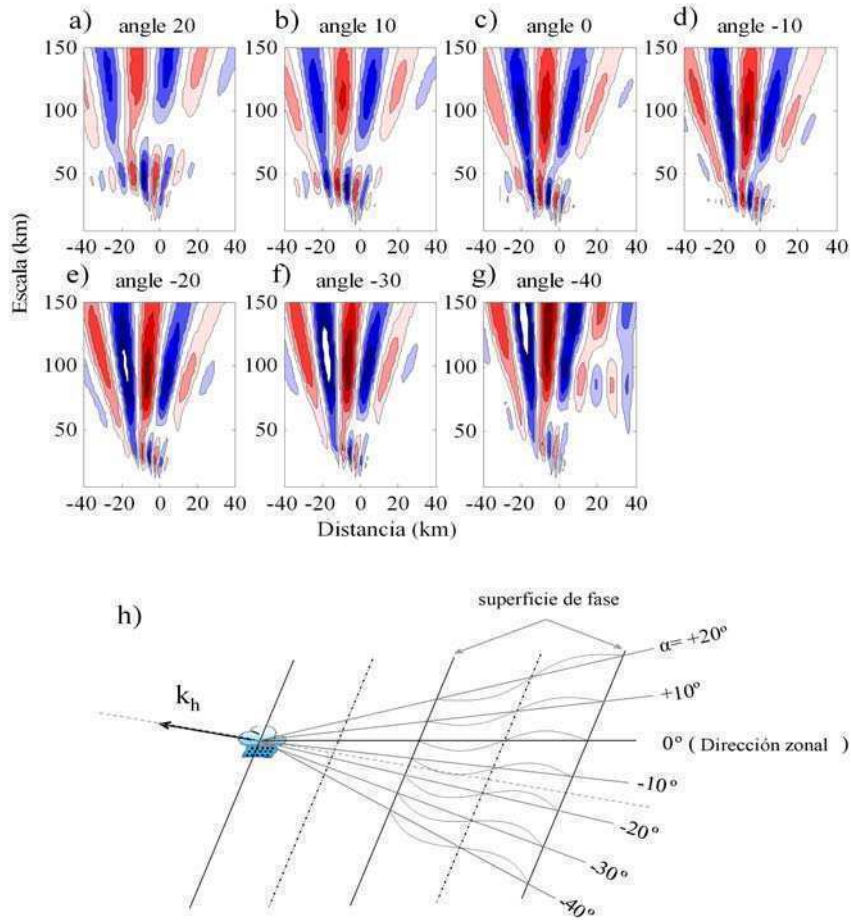


Figura 3.11: CWTs para w'_{bp} en α ángulos sucesivos relativos a la dirección zonal, empezando en a) $+20^\circ$ y b) a g) respectivamente decreciendo cada intervalos de 10° hasta -40° . h) Las direcciones seleccionadas están centradas en la posición del primer eco. A lo largo de las mismas, se interpolaron previamente las simulaciones de w' .

nuevamente. Este procedimiento permitió la estimación de las direcciones de propagación horizontal a partir de sondeos mediciones horizontales datos numéricos. Así, se obtuvieron para ambos modos en el caso 1, $k_x = \frac{0,157}{\cos(\alpha)} = 0,162$ y $0,052 \text{ km}^{-1}$ respectivamente. Las direcciones de k_h obtenidas así, deberían encontrarse contenidas en el cono encerrado por -10° y -20° en la figura 3.11 h.

Hasta aquí se describieron los parámetros de las ondas de gravedad y distintas características observadas antes y durante las tres tormentas. Desde el punto de vista energético, podría ser necesario considerar argumentos adicionales para sostener la hipótesis del forzante mecánico de la convección aportado por las ondas de montaña. La energía potencial convectiva disponible (CAPE) representa el empuje disponible para expandir una parcela y describe la inestabilidad de la atmósfera baja (por ej. Emanuel, 1994):

$$CAPE = \int_{LFC}^{NBL} \frac{T_{v(par)} - T_{v(env)}}{T_{v(env)}} dz \quad (3.1)$$

donde LFC, NBL y $T_{v(env)}$ son el nivel de libre convección, el nivel de equilibrio neutral y la temperatura virtual de la parcela seleccionada y del entorno, respectivamente. La inhibición convectiva (CIN), por otro lado, describe una capa de superficie estable, la cual tiene que ser sobrepasada por una parcela de aire para alcanzar una capa inestable. El CIN se puede derivar de la conservación de temperatura potencial virtual y temperatura potencial pseudoequivalente, considerando distintas parcelas iniciales y sus niveles de condensación por ascenso y niveles de libre convección asociados. Siguiendo la definición de CAPE:

$$CIN = \int_{LFC}^{ILL} \frac{T_{v(par)} - T_{v(env)}}{T_{v(env)}} dz \quad (3.2)$$

Aquí ILL representa un nivel inicial para la parcela. Se sabe (por ej. Riemann-Campe y otros, 2009) que altos valores de CAPE no necesariamente implican fuerte convección. La parcela todavía necesitaría superar la capa estable entre capas bajas y el nivel de libre convección. La intensidad de esta capa estable se cuantifica con el CIN el cual por lo general es negativo. El CIN constituye un factor limitante o umbral capaz de prevenir la convección más allá de la existencia de altos valores de CAPE. Como ejemplo, en el caso 1 se estiman CIN y CAPE en función del tiempo, para parcelas iniciales entre 900 y 700 hPa (figura 3.12). Se comparan el valor absoluto de CIN con la máxima energía cinética vertical por unidad de masa exhibida por las ondas de montañas descritas anteriormente, w'_{bp} . Este parámetro alcanzó valores de $2 \left(\frac{m}{s}\right)^2$ antes del inicio de la convección, en los tres casos. De acuerdo a esto, el forzante mecánico provisto sólo por las ondas de montaña debería

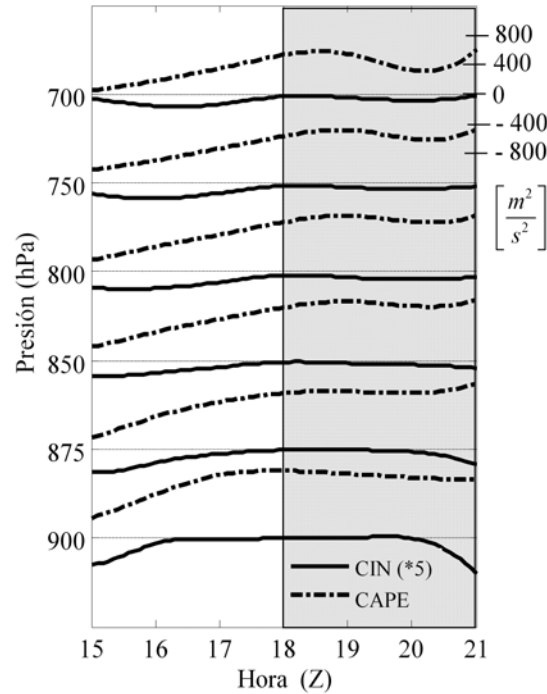


Figura 3.12: Variación temporal de CAPE y CIN para parcelas iniciales entre 900 y 700 hPa , antes y durante (gris claro) el desarrollo convectivo.

ser capaz de suministrar la energía necesaria para vencer al CIN en la región donde se desarrolló la tormenta. Sin embargo, el aporte de otros factores dinámicos, como los vientos de valle, no deberían ser descartados.

Las simulaciones realizadas con el modelo WRF (3.0) corrido bajo una resolución de 4 km reveló en los tres casos, la presencia de dos modos de oscilación importantes de gran amplitud y alta frecuencia intrínseca. Su naturaleza estacionaria se evidenció en capas bajas. En todos los casos, la información numérica reprodujo bien la ubicación en tiempo y espacio del inicio de la convección. En las tres tormentas consideradas en este análisis, se observaron ondas de montaña antes de la aparición del primer eco o inicio de la convección. Los valores de w' y CIN en capas bajas sugieren que i) la energía provista por las ondas de montaña fue suficiente para disparar la convección y ii) estos parámetros pueden considerarse como alertas de tormentas

severas en comparación con el CAPE y otros índices de inestabilidad sobre esta región. Luego del inicio de la convección, las simulaciones indican una irradiación de ondas de gravedad de alta frecuencia intrínseca abajo de la ubicación del máximo de w .

En esta sección se realiza un análisis de ondas de montaña en el extremo sur de Sudamérica, analizando en detalle 5 eventos representativos de gran amplitud generadas durante el invierno de 2009 a diferentes latitudes, desde la Provincia de Chubut hasta el sur de la Península Antártica.

3.2. OGI de gran amplitud sobre el sur de los Andes, Pasaje de Drake y Península Antártica

Se sabe que la región de los Andes sur (SA), pasaje de Drake (PD) y la Península Antártica (PA) representan una de las regiones más energéticas de la Tierra durante el invierno, por la propagación vertical de OG. La misma, exhibe una de las más grandes variabilidades de mesoescala en alturas desde 20 a 60 km respecto a cualquier otra región de la Tierra (por ej. Plougonven y otros, 2008; Shutts y Vosper, 2011). Durante la primavera de 2005, en McMurdo (Antártida), se realizaron mediciones in situ con 24 globos. Esto permitió medir la distribución del valor de flujo de cantidad de movimiento absoluto ($|\mathbf{M}|$) (Vincent y otros, 2007; Hertzog y otros, 2008). Los globos pudieron viajar en la estratósfera por meses, actuando como trazadores cuasi-lagrangianos. Se confirmó la importancia de las ondas de montaña en el hemisferio sur, con los valores observados de flujos de cantidad de movimiento más importantes a sotavento de la PA. Sin embargo, también se observaron flujos de cantidad de movimiento significativos sobre el océano. La magnitud de estos flujos alcanzó valores de 3.4 mPa . El flujo de cantidad de movimiento zonal era negativo en casi todos lados, lo cual indica que la gran mayoría de la OGI se propagan en contra del flujo medio hacia el este, lo cual es una característica de la estratósfera en invierno. Los mayores flujos hacia el oeste se encuentran por encima o a sotavento de la orografía y a nivel local alcanzan 12 mPa sobre la PA. Las ondas orográficas transportaron $2/3$ del flujo de cantidad de movimiento total sobre la misma. A partir de la utilización de 27 globos de larga duración entre septiembre de 2005 y febrero de 2006 sobre la Antártida y el océano sur, Boccara y otros (2008) y Hertzog y otros (2008) estudiaron la variabilidad geográfica del flujo de cantidad de movimiento de OGI en la baja estratósfera. El mayor valor promedio sobre el tiempo obtenido (28 mPa) se

observó sobre la PA. Este valor excede en un factor de 10 el promedio total de flujo de cantidad de movimiento medido durante la campaña de globos. Por lo empinado de las montañas y su orientación norte-sur, se confirmó que la PA es una región muy activa para la generación de OGI y posiblemente tenga un profundo impacto en la dinámica de la estratósfera polar del Hemisferio Sur. Los flujos de cantidad de movimiento zonal fueron predominantemente hacia el oeste. Cuando se realizaron promedios zonales, los flujos de cantidad de movimiento oceánico se encontró que eran de magnitudes similares a los continentales ($2.5\text{-}3\text{ mPa}$), mostrando la importancia de las ondas de gravedad no orográficas sobre los océanos. La magnitud del flujo de cantidad de movimiento resultó ser más grande al comienzo de la campaña (septiembre-octubre) que al final (diciembre-enero). Plougonven y otros (2008), obtuvo resultados de flujo de cantidad de movimiento durante la primavera sobre la PA, correspondientes al rompimiento de ondas de montaña de gran amplitud. Se obtuvieron simulaciones de mesoescala y mediciones de globos “sobrepresurizados”. Los valores locales de flujo de cantidad de movimiento, promediados en cajas de $140\text{ km} \times 140\text{ km}$ alcanzaron valores de $7\text{ a }9\text{ Pa}$, a alturas de $15\text{ y }20\text{ km}$.

Como se mencionó en la sección 1.1 la técnica de sensado remoto RO GPS, está basada en el concepto de enlace satélite/satélite en el modo “limbo”, permitió derivar perfiles verticales de temperatura. Estos proveen un límite de nivel bajo a $|\mathbf{M}|$ bajo restricciones teóricas específicas (por ej. Ern y otros, 2004). Un punto crítico consiste en la determinación apropiada de la componente horizontal del vector número de onda asociado al modo predominante de OGI que efectivamente contribuye a $|\mathbf{M}|$. A partir de información provista por el experimento Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) durante agosto de 1997 y a 25 km de altura, se encontraron valores de $|\mathbf{M}|$ entre $2.5\text{ y }25\text{ mPa}$. Más recientemente, a partir de información de la misión Resolution Dynamics Limb Sounder (HIRDLS), Alexander y otros (2008) obtuvieron estimaciones globales de M , promediados entre $20\text{ y }30\text{ km}$ de altura para un sólo día, el 16 de mayo de 2006, reportando valores entre $2.5\text{ y }5\text{ mPa}$ en la parte sur de la cordillera de los Andes. Sondeos de T a partir de la misiones RO GPS Constellation Observing System for Meteorology, Ionosphere, y Climate and Challenging Minisatellite Payload (COSMIC y CHAMP) se utilizaron para derivar $|\mathbf{M}|$ en el rango de altura de 17.5

y 22.5 km durante el período de diciembre de 2006 a febrero de 2007 (Wang y Alexander, 2010). Se obtuvieron valores similares a los ya reportados en estudios previos sobre la región y promediados en el mismo rango de altura, por ejemplo Ern y otros (2004) y Alexander et al, (2008). A partir de datos de Atmospheric Infrared Sounder (AIRS), se detectó un evento de 140 mPa a 40 km de altura con $\lambda_h = 300$ km y $\lambda_z = 20$ km (Alexander y Teitelbaum, 2007). Con este mismo instrumento, en Alexander y otros (2008) se describieron eventos sobre S. Georgia, incluyendo un rango de λ_h entre 50 y 400 km y promediados sobre un área de 2.5° de altura por 2.5° de longitud. Se reportaron valores de $|\mathbf{M}|$ en el rango de 60 y 200 mPa con valores locales más grandes que 1000 mPa .

3.2.1. Motivación y elección de la región

La región los Andes sur, pasaje de Drake y la PA (SA-PD-PA), por ser unos de los “laboratorios naturales” de OG, está siendo estudiada por diversos autores y ha sido programada una campaña experimental propuesta por Fritts y otros (2010), la cual constituye un programa de investigación que combina mediciones “in situ” desde superficie hasta la mesopausa, incluyendo simulaciones numéricas con modelos de mesoescala capaces de describir la dinámica de OGI y los efectos desde la escala de la turbulencia hasta la escala planetaria. El proyecto Southern Andes ANtarctic GRavity wave InitiAtive (SAANGRIA) se pensó para estudiar la dinámica de las OGI en la región del sur de los Andes y la PA, desde superficie hasta la mesósfera y la baja termósfera (MLT). El proyecto se propuso para invierno, en coincidencia con el máximo de actividad de OGI y su influencia aparente en la estratósfera, mesósfera y baja termósfera.

En este capítulo se propone determinar, sobre (SA-PD-PA), la existencia de las OGI y sus características, así como también analizar algunos aspectos de su dinámica como el $|\mathbf{M}|$ asociado a las mismas.

El capítulo se desarrolla describiendo en 5 casos de estudio, la estructura de las onda observadas en w en función de la altura a lo largo de cortes verticales perpendiculares a la orientación nominal de la crestas dominantes correspondiente cada caso y niveles constantes de presión. Se consideran 5 casos de estudio durante el

invierno de 2009, confeccionados de tal forma que permitan continuar con estudios previos. Por ejemplo, considerando la circulación sinóptica sobre la zona de estudio: como los ciclones modulan los vientos de niveles bajos, cambian la humedad y la nubosidad en la región (asociada a la remoción de vapor de agua en la tropósfera). Smith y Evans, (2006) encontraron altos índices de remoción de vapor de agua (y entonces condensación) sobre la Patagonia. Ésta condensación neta, agrega calentamiento y según (Jiang, 2003; Jiang y Doyle, 2009) esta liberación de calor latente modificaría la generación y propagación de OG. Además, cuando las bajas presiones presentan una estructura baroclínica, pueden modificar la forma en que se propagan las OGI a través de la tropósfera: en los Alpes, por ejemplo, según Smith y otros (2007) debido al cambio del viento en condiciones baroclínicas, las ondas de montaña encuentran niveles críticos antes de que alcancen la tropopausa. Por estos motivos, los últimos estudios de OGI (y sobre todo en SA-D-PA) contienen algún análisis sobre la situación sinóptica del evento, haciendo hincapié en la presencia, o no, de sistemas de baja presión.

3.2.2. Sobre la elección de las latitudes

La región SA (de 30S a 55S) es una compleja cuña erosionada por glaciares y que se extiende hacia el sur. Los hielos continentales del norte y sur de la Patagonia son dos sectores importantes para la generación de ondas de montaña (47S y 49S respectivamente). Más hacia el sur, la cordillera alcanza unos 2000 *mts* (55S) sobre Tierra del Fuego. La región entera es sacudida frecuentemente por fuertes corrientes de aire como el pasaje de las bajas polares.

El pasaje de Drake (55S a 64S) es una región de océano abierto con poco terreno aportado sólo por algunas islas. La intensidad y frecuencia de las tormentas por ciclogénesis es alta sobre el Pasaje de Drake. Mientras que no hay posibilidad de generación de ondas de montaña sobre el mismo, las observaciones satelitales indican la presencia frecuente de OGI (Eckermann y otros, 2006). La mayoría de los autores sugieren dos explicaciones: una es que las ondas de montaña se propagan lateralmente desde terreno alto hacia el norte y sur (Preusse y otros, 2002; Alexander y Teitelbaum, 2007; Wu y Eckermann, 2008); la otra continúa inexplorada y es que

la presencia o pasaje de un sistema de baja presión genere directamente las OG: se especula que inestabilidades por cortante y/o el forzante frontal pudieran generarlas (Dunkerton, 1984; Preusse y otros, 2002). En todo caso, las emisiones espontáneas de OGI asociadas con ciclones extratropicales se pueden distinguir de ondas de montaña por su velocidad de fase distinta de cero.

La PA es una región de glaciar de terreno elevado, con su pico más alto de 3500 *mts*. Ya se han detectado ondas de gran amplitud allí, a partir de mediciones con globo (Plougonven y otros, 2008), satélite (Alexander y Teitelbaum, 2007), y avión (Bacmeister y otros, 1990).

3.2.3. Simulaciones numéricas

En cinco ejemplos representativos durante el invierno de 2009, se describen simulaciones utilizando el modelo regional Weather Research and Forecasting (WRF 3.0) (Skamarock y otros, 2008). Se determinaron la circulación sinóptica y los campos de T y de velocidades vertical (w), zonal (u) y meridional (v) antes y durante del desarrollo de estos eventos. En las simulaciones se utilizó como forzante los datos de reanálisis ERA-Interim del European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), con una resolución de $0,5^\circ \times 0,5^\circ$ (Simmons y otros, 2007). Se llevaron a cabo en tres regiones de interés (figura 3.13) con 50 niveles verticales (de 1000 a 50 *hPa*, de 50 a 10 *hPa* cada 10 *hPa* y 10 a 1 *hPa* cada 1 *hPa*), 2.75 km de resolución meridional y una resolución zonal desde 2 km (a 47S) a 1.3 km (a 72S).

Las condiciones sinópticas se obtienen a partir de datos de reanálisis ERA-Interim del European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF). La fechas elegidas durante 2009 son: (16 julio, 25 de junio, 21 de junio de 2009, 28 de julio y 19 de julio, respectivamente para los casos 1 a 5. Cada fecha se seleccionó por su llamativa amplitud de onda. En particular se describe la estructura observada como función de la altura a lo largo de las 5 latitudes constantes propuestas como trayectoria de los aviones por el experimento SAANGRIA. Estos racetracks, elegidos por encima de los topes montañosos y el pasaje de Drake, corresponden aproximadamente a las latitudes 49, 54, 59, 65 y 71S, (casos 1 a 5 respectivamente). Para validar las simulaciones se calculó la frecuencia de Brunt-Väisälä a partir de perfiles de T

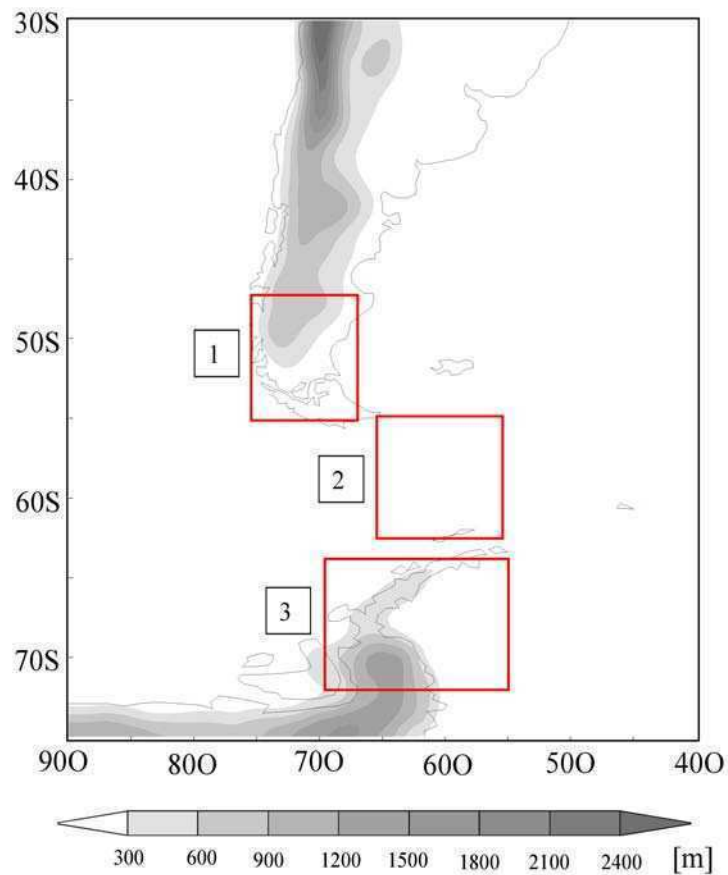


Figura 3.13: Las tres regiones consideradas en las simulaciones

dados por RO (COSMIC) para los 5 casos considerados (figura 3.14 en línea sólida). La línea rayada representa N^2 como función de la altura derivada de simulaciones de T del modelo WRF, interpoladas a lo largo de los correspondientes LTPs de cada evento de RO (ver capítulo 1.1.2).

3.2.4. Análisis de las ondas

Debido a las características de la región de estudio, donde es esperable encontrar modos de alta y moderada frecuencia intrínseca, se analiza la variación a lo largo de cortes verticales perpendiculares a las crestas predominantes y a latitudes fijas a presión constante. La resolución horizontal disponible a cada nivel es suficiente

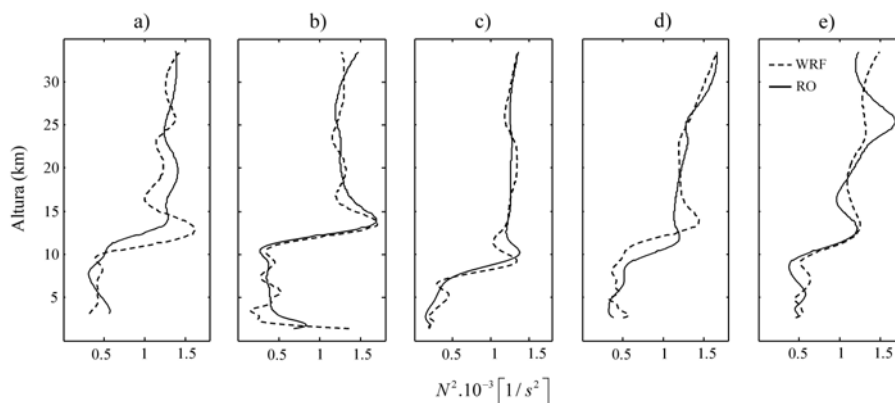


Figura 3.14: Frecuencia de Brunt Vaisala al cuadrado calculada a partir de perfiles de T dados por RO (COSMIC) y simulaciones de WRF, correspondientes a los casos: a) 1, b)2, c) 3 d)4 y e) 5. La posición y hora promedio de los cinco eventos de RO son: 16 julio 08Z/lat=51,65S lon=73,96O; 25 junio 18Z/lat=53,11S lon=74,45O; 21 junio 09Z/lat=55,41S lon=64,87O; 28 julio 19Z lat=68,64S lon=67,65O y 19 julio 12Z/lat=67,27S lon=65,04O, respectivamente

para λ_h típicos no mayores que 15 km, de acuerdo a análisis previos en la región (por ej. de la Torre y otros, 2006). Para aislar componentes espectrales dominantes, se aplica a w un transformada de wavelet de Morlet (CWT). Una habilidad básica del análisis de CWT es la localización de los modos de oscilación principales en intervalos restringidos de series de datos. Es esperable que los mismos tengan lugar cerca de las regiones montañosas en los casos 1, 2, 4 y 5. Es esperable que λ_h para cada modo dominante sea mayormente preservado a través de la tropósfera. En las simulaciones numéricas con el suelo como sistema de referencia, este no es el caso para λ_z , debido a efectos de refracción y la intensa cortante del viento en la región.

Como se mencionó en la sección 3.1.4, w constituye una variable dinámica apropiada para determinar ondas de montaña. Para aplicar el análisis CWT, primero se consideran perfiles horizontales a niveles de presión estándar en los dominios 1, 2 y 3 respectivamente, y equiespaciados -perfil zonales (PH)-. Los mismos se obtienen en la dirección perpendicular aproximada a las crestas dominantes. Se aplica a cada PH el filtro descrito en la sección 2.3.3 para remover el fondo y efectos de “aliasing”. Al

final del proceso, se obtiene una perturbación de la velocidad vertical de longitudes de onda entre 12 y 400 km (w_{bp}). En adelante se omitirá el subíndice (bp). Se procede a variar el ángulo tomado para aplicar el filtro en pocos grados. La dirección de propagación “real” del vector de onda horizontal (k_H) debería ser aquella en la que k_H (λ_H) es máxima (mínima). Este procedimiento es el utilizado en este trabajo y permite la estimación de direcciones de propagación a partir de información numérica o experimental, en presencia de estructuras de ondas de montaña complejas, como en los casos 1 y 5 de abajo.

3.2.5. Caso 1 (49S) (16 de julio)

Circulación sinóptica:

El evento (figura 3.15 a)) se caracterizó por presentar un sistema de baja presión cruzando el PD a las 06Z mientras que a esa hora en niveles altos se ubicó una vaguada de onda larga sobre el océano Pacífico, dando lugar a una circulación en niveles bajos y medios NO-SE sobre la Patagonia y la mayor parte del pasaje de Drake (figura 3.15 b)). Es posible ver que ambos sistemas de presión y la vaguada de niveles altos no están en fase, dando lugar a una inclinación hacia el oeste con la altura. Sin embargo, sobre la Patagonia, el flujo de niveles bajos tanto como el de altura presentan una circulación NO-SE debido a las ubicaciones del sistema de baja presión y a la vaguada de niveles altos respectivamente. Como resultado, la componente de la rotación del viento no parece ser importante, manteniendo la misma dirección del viento de niveles bajos a niveles altos en la tropósfera (figura 3.15 b-d)).

Parámetros de las ondas:

En las figuras 3.16 a) y b), se observa una estructura estacionaria forzada por las montañas hasta la estratósfera, persistente durante al menos 12 horas. En la figura 3.16 c), se muestra un modo dominante (línea llena en la figura 3.15 a)). De la ecuación de Taylor-Goldstein, para fondo y estratificación que no varían se tiene:

$$\frac{d^2 \hat{w}}{dz^2} + \left[\frac{N^2}{u_0^2} - k^2 \right] \hat{w} = 0$$

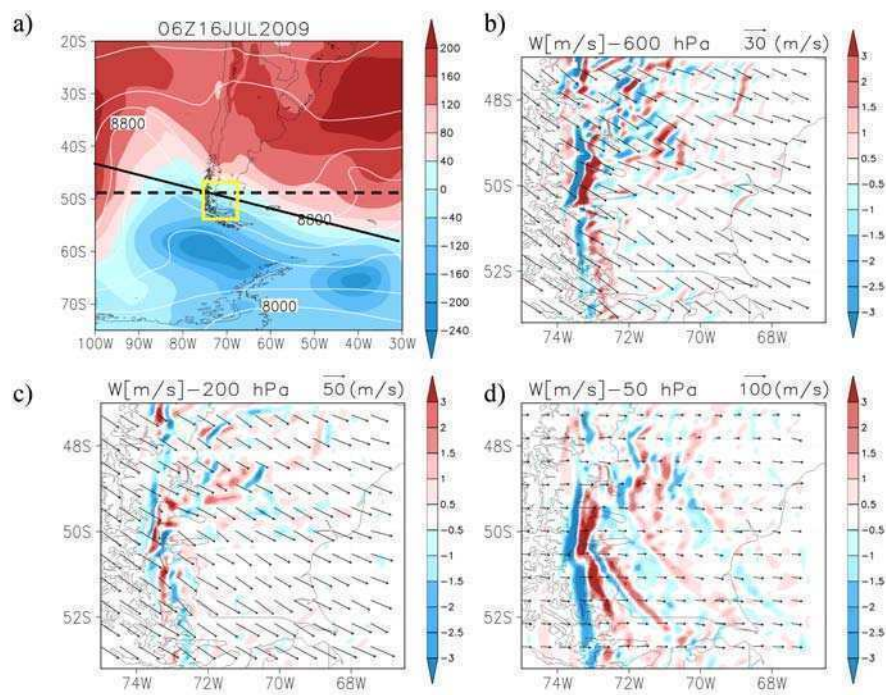


Figura 3.15: Caso 1: a) Altura geopotencial de 1000 y 200 hPa (regiones sombreadas y líneas, respectivamente). La línea punteada representa los racetrack propuestos en la campaña SAANGRIA y la dirección de propagación de las OGI dominantes. b) a d) u y w en 600, 200 y 50 hPa respectivamente. El cuadrado amarillo en a) representa el área de b) a d).

Si $N^2/u_0^2 > k^2$

entonces la solución de la ecuación anterior es:

$$\hat{\omega}(k, z) = Ae^{-imz}$$

con

$$m^2 = \frac{N^2}{u_0^2} - k^2$$

De esta forma, se puede escribir λ_z como:

$$\lambda_z = 2\pi \sqrt{\left(\frac{N^2}{U_H^2} - k_H^2\right)} \quad (3.3)$$

(donde U_H es el valor absoluto del viento horizontal en la dirección de \vec{k}_H). Debido a la fuerte variación del viento de fondo, se estimó entre λ_z 5 y 11 km. U_H varía entre 26 m/s y 49 m/s (este último a 250 hPa). El período intrínseco (τ) de este modo, calculado a partir de la ecuación 1.35, varía entre 17 y 34 min. $\lambda_z(\tau)$ es máximo (mínimo) alrededor de 300 hPa. w de pico a pico alcanza valores máximos cerca de 7 m/s en niveles bajos (600 hPa).

3.2.6. Caso 2 (54S) (25 de junio)

Circulación sinóptica:

En este caso, se presenta un flujo anticiclónico cerca de superficie sobre toda la zona continental, mientras se observa una cuña de gran amplitud en niveles altos. Sobre el pasaje de Drake, se observa una región de transición entre la circulación ciclónica al este y el mencionado anticiclón sobre el oeste en niveles bajos. Como resultado, es posible distinguir un flujo de niveles bajos y otro de niveles altos ingresando al continente desde el SO (figuras 3.17 a-d).

Parámetros de las ondas:

Este flujo fuerza ondas de montaña de gran amplitud con valores de (1.6-2)m/s cerca del tope sur de los Andes (figuras 3.18 a-b). La figura 3.18 c) muestra un

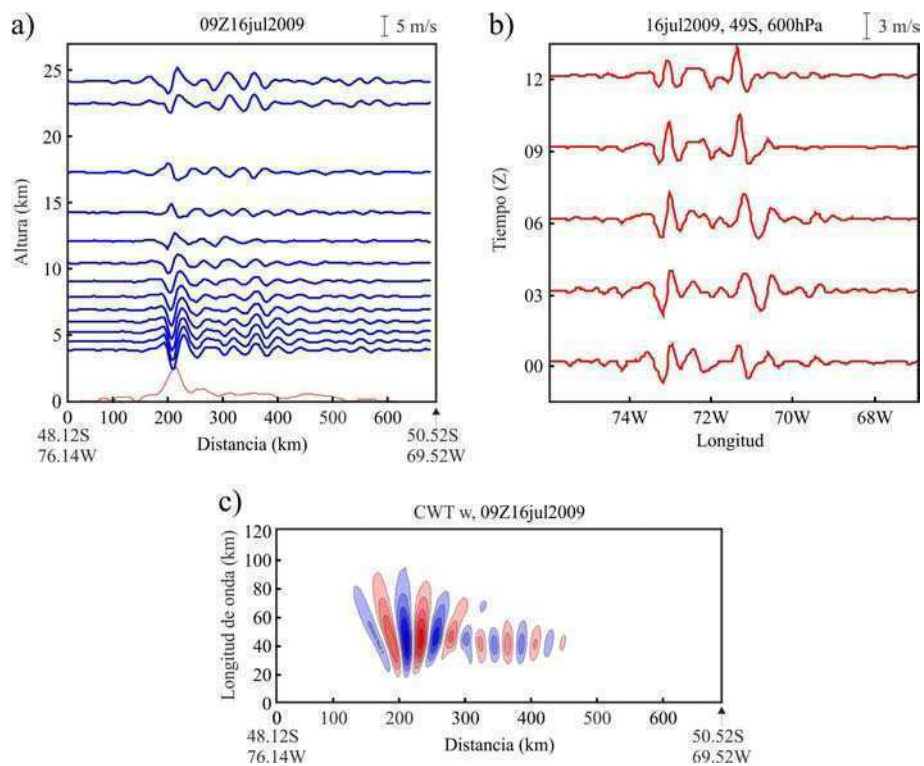


Figura 3.16: Caso 1 (cont.): w en función de a) altura a lo largo de la dirección perpendicular a las crestas, b) tiempo a lo largo de la dirección de los racetracks propuestos y c) CWT para w en 600 hPa a lo largo de la misma dirección de a). El contorno inferior, representa la orografía.

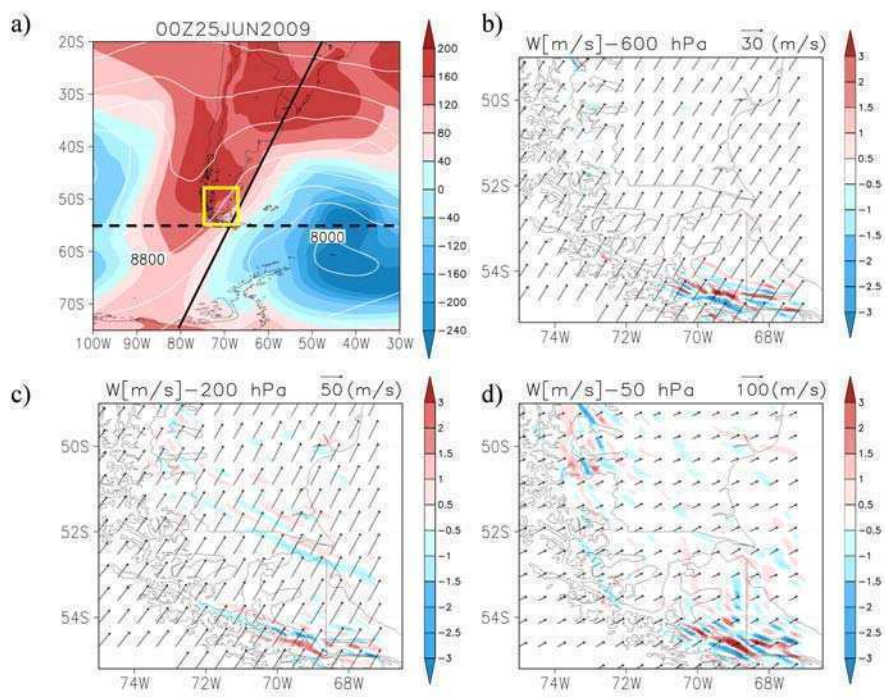


Figura 3.17: Caso 2: La misma descripción que en la figura 3.15

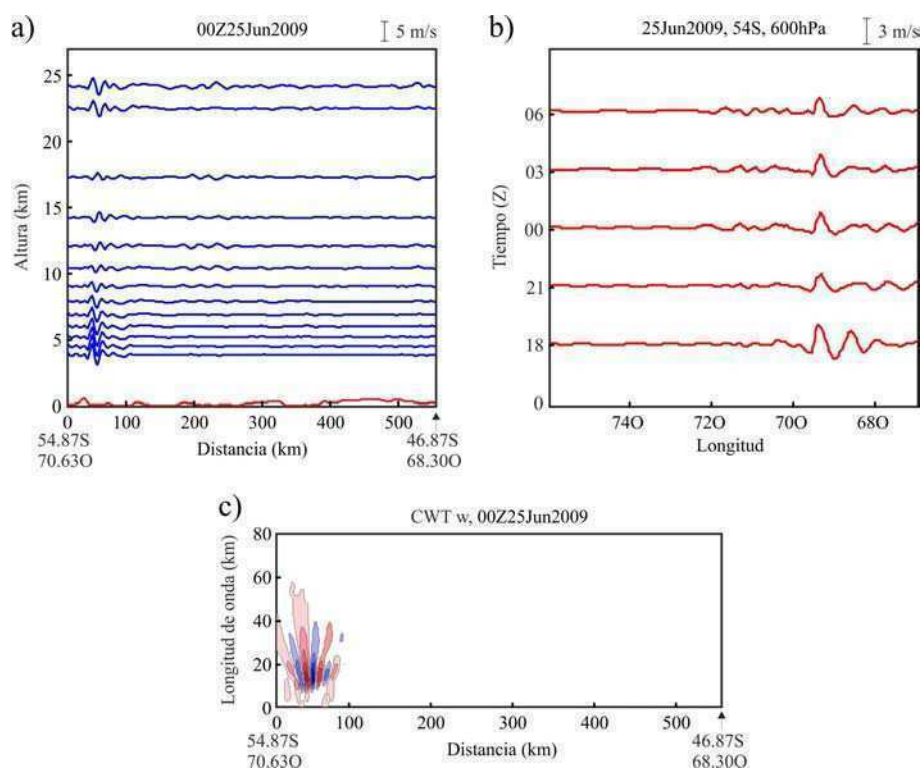


Figura 3.18: Caso 2 (cont): w en función de a) altura, a lo largo de la dirección perpendicular a las crestas, b) tiempo, a lo largo de la dirección de los racetracks propuestos. c) CWT para w en 600 hPa a lo largo de la misma dirección de a)

modo predominante (línea llena en figura 3.17 a) que se propaga en contra del viento medio, con λ_H de cerca de 18 km (a partir del análisis de CWT a 600 hPa). λ_z se estimó entre 5.0 y 9.5 km. U_H varía entre 12 y 45 m/s (este último a 250 hPa). τ para este modo varía entre 10 y 17 min. $\lambda_z(\tau)$ es máximo (mínimo) a lo largo de 250 hPa .

3.2.7. Caso 3 (59S) (21 de junio)

Circulación sinóptica:

Un sistema de baja presión se ubica sobre el sur de Argentina, con su centro sobre el Pasaje de Drake (figuras 3.19 a). En niveles altos, una vaguada de onda larga con su eje sobre el continente se encuentra en fase con esta baja presión, sugiriendo

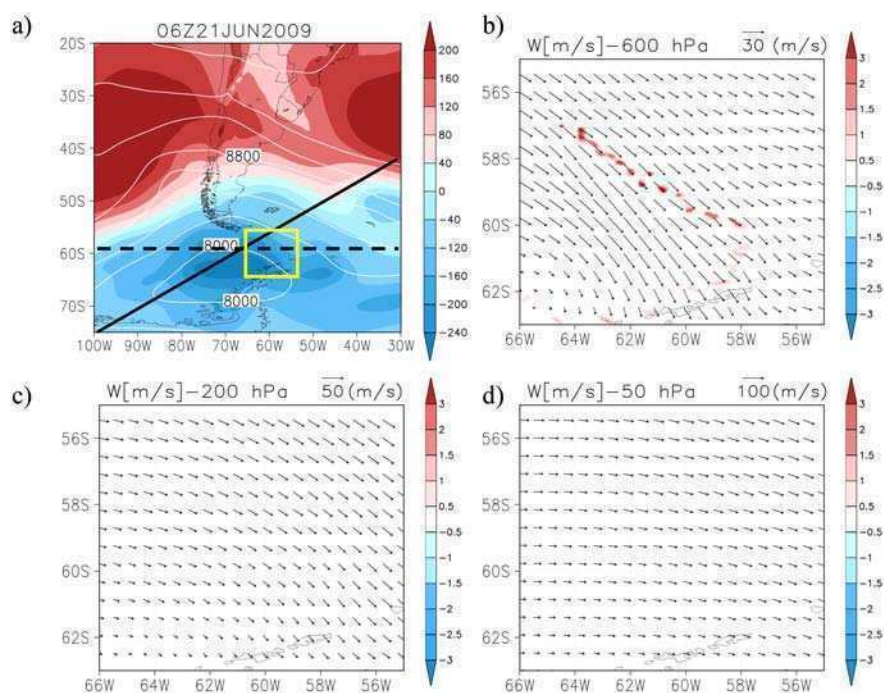


Figura 3.19: Caso 3: La misma descripción que en la figura 3.15

que se trata de una situación barotrópica. Como resultado, el campo de viento no muestra fuertes variaciones ni en intensidad ni en su rotación entre niveles altos y bajos de la tropósfera. Los dos flujos asociados a ambas circulaciones presentan una dirección NO-SE (figuras 3.19 b-d). Este es el caso detectado más significativo sobre el Pasaje de Drake durante el invierno de 2009. Prácticamente no se observan ondas de montaña sobre esta región.

Parámetros de las ondas:

Una estructura no lineal (figura 3.19 b) de OGI no estacionarias (figuras 3.20 b) se observa de NO a SE. En este, la dirección de propagación (línea llena en figura 3.19 a) se determinó a partir de aplicar CWT a w utilizando PH a latitud y longitud constantes (59S) y (65O) respectivamente, con intersección en (59S,61O). Las componentes zonal y meridional de la longitud de onda predominante resultan 60 y 80 km respectivamente (figuras 3.20 c y d). Esto corresponde a la dirección de propagación de 37° (SO-NE) respecto de la dirección zonal. De todas formas,

otra dirección de propagación en -37° también sería posible. Esta posibilidad se descarta, dados los signos negativos en las componentes zonales y meridionales del flujo horizontal de cantidad de movimiento ($\frac{M_x}{M_y} = \frac{k_x}{k_y}$) zonal. La relación entre estas componentes puede ser considerada, bajo ciertas hipótesis, como proporcional a la relación entre las componentes del número de onda zonal y meridional (Ern y otros, 2004) (figura 3.25 abajo). U_H varía entre 18 y 30 m/s (este último a 50 *hPa*). Las amplitudes de w de pico a pico presenta valores cercanos a 2.5 m/s en niveles bajos (600 *hPa*) y decrecen con la altura. El perfil vertical de temperatura potencial (no mostrado) sugiere el rompimiento de esta onda alrededor de 300 *hPa*, de acuerdo con la cancelación abrupta del flujo de cantidad de movimiento observado en la figura 3.25 c).

3.2.8. Caso 4 (65S) 28 de julio)

Circulación sinóptica:

El anticiclón del Pacífico penetra el continente desde el sur mientras un sistema de baja presión se aleja del Pasaje de Drake desplazándose hacia el este (figura 3.21 a). El flujo de niveles altos (figura 3.21 d) está en fase con i) la circulación de niveles bajos sobre el lado oeste de Sudamérica donde se ubica una cuña por encima del sistema de alta presión y ii) una baja presión relativa en niveles altos posicionada sobre el sistema de baja presión en superficie al este del continente. En niveles medios, el fuerte contraste entre los dos sistemas de presión, da lugar a un intenso viento desde el SE (figura 3.21 b).

Parámetros de las ondas:

Este flujo en 600 *hPa* sobre la PA genera intensas ondas de montaña de dirección NO-SE (línea llena en figura 3.21 a), con amplitudes de w de pico a pico de alrededor de 5 m/s en 600 *hPa* para decrecer abruptamente por encima de 100 *hPa* (figuras 3.21 b-d y 3.21 a-b). Se observa un λ_H predominante de alrededor de 20 km (figura 3.22 c). Se estimó un λ_z de entre 2 y 4 km (este último a 250 *hPa*). U_H varía entre 30 m/s a 600 *hPa* para rotar repentinamente en dirección SO-NE, por encima de 100

hPa

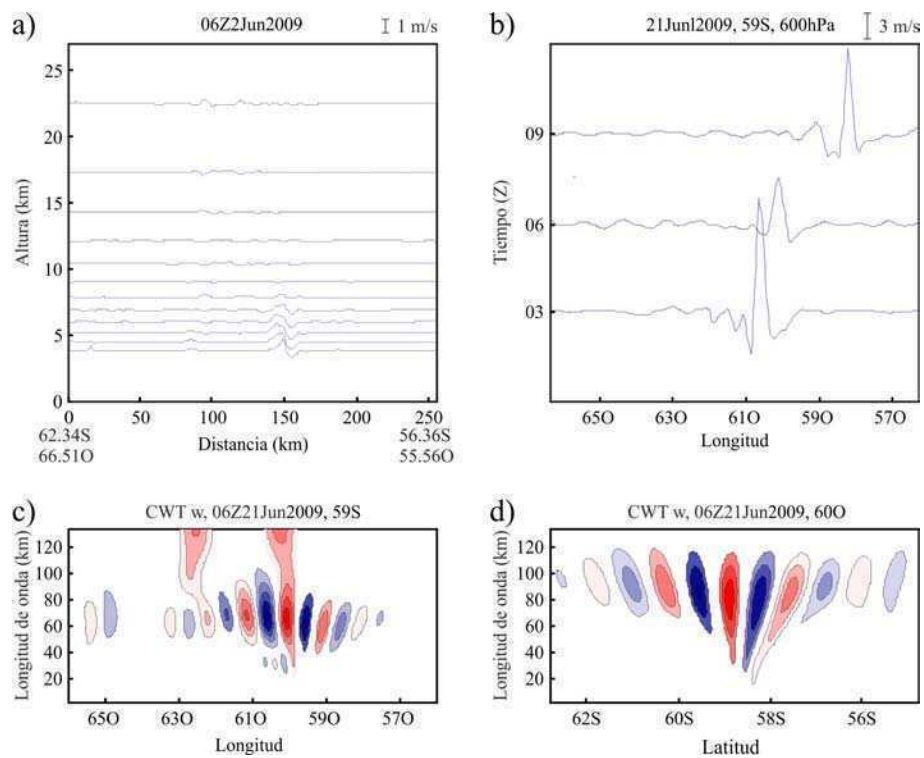


Figura 3.20: Caso 3 (cont.): w en función de a) altura a lo largo de la dirección perpendicular a las crestas, b) tiempo a lo largo de la dirección de los racetracks propuestos. c) CWT para w en 600 hPa a lo largo de la misma dirección de a) y d) perpendicular a la misma

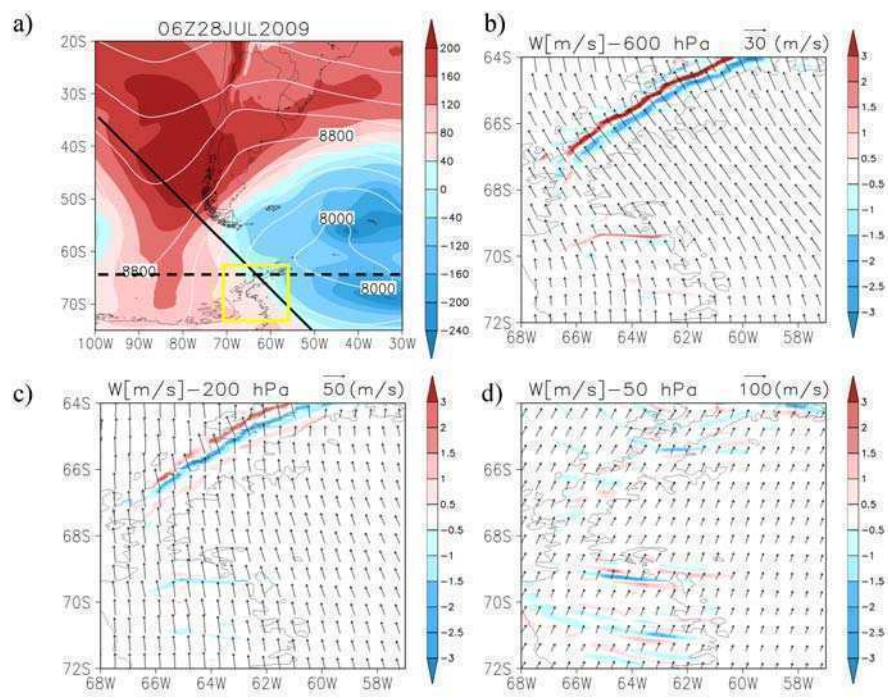


Figura 3.21: Caso 4: La misma descripción que en la figura 3.15

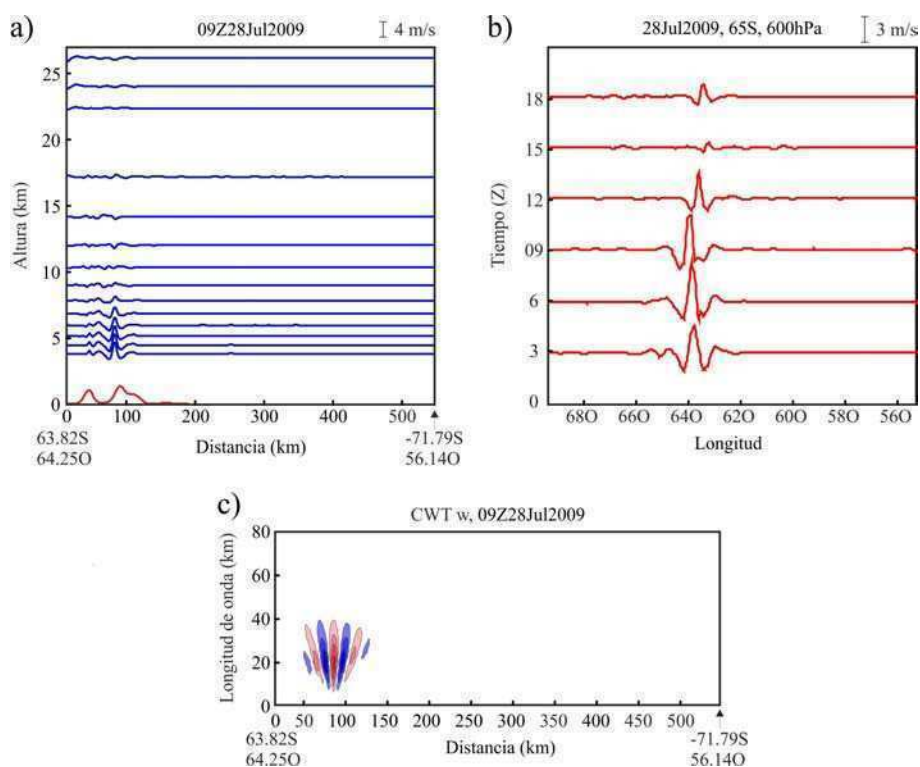


Figura 3.22: Caso 4 (cont): w en función de a) altura a lo largo de la dirección perpendicular a las crestas, b) tiempo a lo largo de la dirección de los racetracks propuestos. c) CWT para w en 600 hPa a lo largo de la misma dirección de a)

. La onda parece encontrar un nivel crítico aquí. τ para este modo varía entre 45 y 125 min. λ_z (τ) es máxima (mínima) alrededor de 250 hPa .

3.2.9. Caso 5 (71S) (19 de julio)

Circulación sinóptica:

El anticiclón subtropical del Atlántico se posiciona sobre la zona continental, con su rama sur sobre el Pasaje de Drake, dando lugar a fuerte flujo de niveles bajos desde el oeste. El mismo está presente en todos los niveles de la tropósfera (figura 3.23 a-d), ya que en niveles altos, se presenta una configuración similar, con una fuerte cuña en 200 hPa .

Parámetros de las ondas:

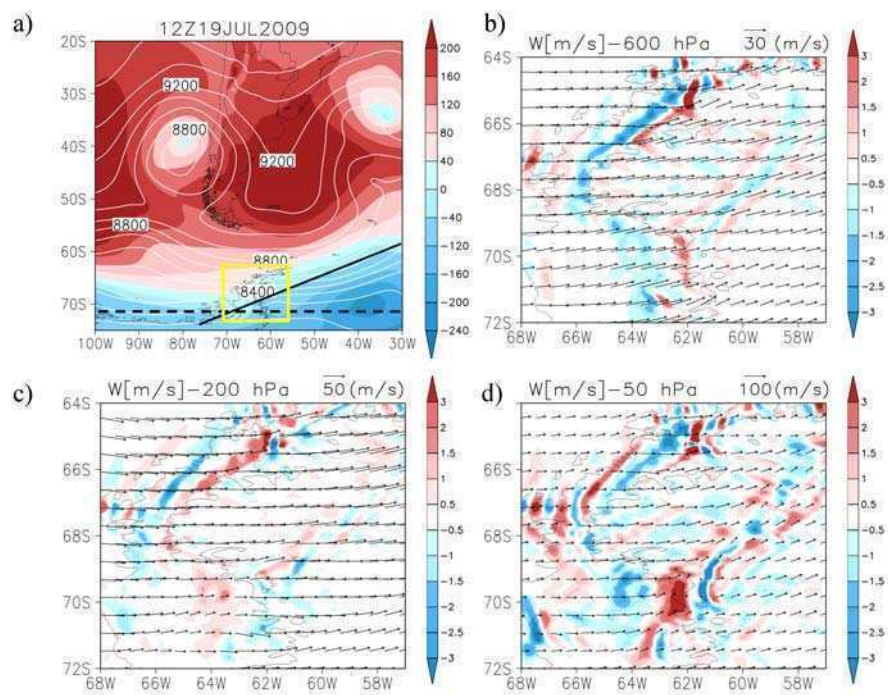


Figura 3.23: Caso 5: La misma descripción que en la figura 3.15

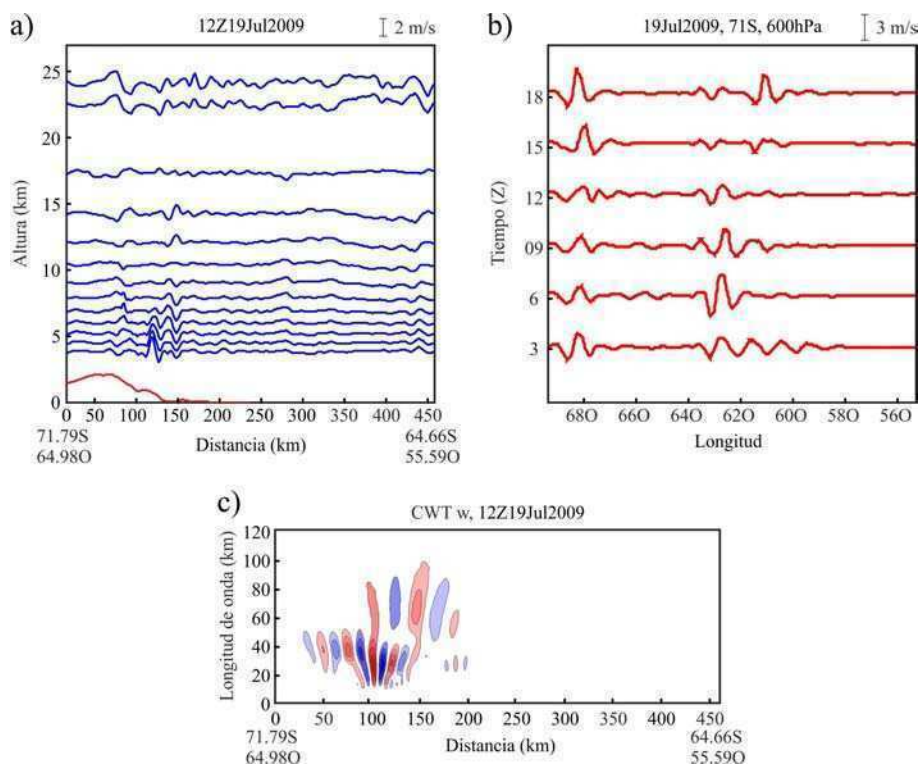


Figura 3.24: Caso 5 (cont): w en función de a) altura, a lo largo de la dirección perpendicular a las crestas, b) tiempo a lo largo de la dirección de los racetracks propuestos. c) CWT para w en 600 hPa a lo largo de la misma dirección de a)

En esta región se observa una distribución más compleja de las ondas de montaña (figuras 3.23 b-d). Se observan dos modos dominantes de ondas de montaña (línea llena en la figura 3.23 a) con λ_h entre 30-40 y 70 km (CWT en 600 hPa) y una considerable variación de λ_z entre 2 y 10 km debido al viento de fondo fuertemente variable (figuras 3.24 c y d). U_H varía entre 15 y 35 m/s (este último a 200 hPa). τ para estos modos varía entre 16 y 140 min. λ_z (τ) es máxima (mínima) alrededor de 250 hPa . Las amplitudes de w de pico a pico alcanzan valores máximos cerca de 5 m/s en niveles bajos (600 hPa) y decrecen continuamente con la altura.

3.2.10. Flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal

Se considerará ahora las componentes meridional y zonal del flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal (M_x y M_y respectivamente) calculada a partir de las simulaciones. Tanto la altura de la topografía, como la distribución de presión son considerablemente asimétricos en la dirección zonal. M_x y M_y pueden definirse como integraciones a lo largo de las trayectorias elegidas. Como establecieron Schmidt y otros (2008b), esta trayectoria puede no ser necesariamente perpendicular a las superficies de fase de las ondas y se define las componentes del flujo de cantidad de movimiento como:

$$M_x = \rho_0 \int (u'w' dx) \quad (3.4)$$

$$M_y = \rho_0 \int (v'w' dy) \quad (3.5)$$

en x e y respectivamente, donde ρ_0 es la densidad media. En este caso, u' , v' y w' son iguales a u_{bp} , v_{bp} y w_{bp} respectivamente, a las cuales llamamos u , v y w por simplicidad. De esta forma, calculamos las integrales de arriba a lo largo de trayectorias a latitud constante (R):

$$M_{xR} = \rho_0 \int_R (uwdx) \quad (3.6)$$

$$M_{yR} = \rho_0 \int_R (vwdy) \quad (3.7)$$

Siguiendo a Smith y otros (2008), estas cantidades deberían ser independientes de R si es lo suficientemente largo para contener todas las ondas. Esta afirmación fue testeada y verificada en cada uno de los casos, probando con varias trayectorias, hacia el oeste por encima del océano Pacífico (considerando un dominio más grande que el dominio 1) y hacia el este por encima del océano Atlántico. De acuerdo a Eliassen y Palm (1961), M_{xR} y M_{yR} son independientes de la altura en flujos estacionarios no disipativos, aún en presencia de cortante de fondo y variaciones del gradiente de temperatura. De todas maneras, tanto los efectos de la aceleración de Coriolis en ondas largas (que exceden $O(100\text{km})$), como variaciones del viento medio

pueden alterarlo. Además, debido al cálculo del flujo de cantidad de movimiento a lo largo de una línea en lugar de un área, los efectos tridimensionales podrían también causar que se transgreda el teorema de Eliassen y Palm.

En cada caso, M_{xR} y M_{yR} y la magnitud del flujo de cantidad de movimiento $M_R = (M_{xR}^2 + M_{yR}^2)^{1/2}$ se calcularon a niveles constantes de presión, cada 50 hPa , entre 600 y 50 hPa y trayectorias de latitud constante (figura 3.25). Se verificó la proporcionalidad del vector flujo de cantidad de movimiento asociado al modo predominante con el cociente k_H/k_y (por ej. Ern y otros, 2004).

Para los casos 1 a 5, se ven las siguientes características generales y particulares (figura 3.25): i) valores predominantes de M_{xR} y M_R en niveles bajos que decrecen con la altura. Luego de una deposición considerable de cantidad de movimiento en los distintos niveles, el flujo se reduce a valores relativamente despreciables en niveles altos. Una componente zonal predominantemente negativa se observa casi en todos los casos, excepto en el caso 4. Esto último puede explicarse por la orientación relativa del viento medio respecto a la PA. En general, se detectaron flujos mayormente hacia el oeste aunque también aparecieron valores meridionales significativos. ii) El caso 1 representa la situación extrema que supera por un factor 10 el valor más alto detectado en los casos restantes. Esto está asociado con la dirección y velocidad predominante del viento medio, la alineación de las montañas en 49S, las grandes amplitudes en w (figuras 3.15 b-d y 3.16 a) y aquellas correspondientes a u y v (no mostradas). iii) En el caso 3, la generación propuesta de OGI viajeras en niveles bajos, consistente con la súbita interrupción debida al rompimiento de la onda en una capa cercana a 300 hPa con una sustancial deposición de cantidad de movimiento allí.

Es posible realizar una comparación con estudios experimentales previos como se mencionó en la sección 3.2. Primero, se debe estandarizar ambos procedimientos: el promedio elegido por otros autores tuvo en cuenta la densidad de flujo de cantidad de movimiento por unidad de tiempo y área. Esto se puede expresar en unidades de presión. Como se mencionó arriba, de 3.6 y 3.7 se sabe que la integral a lo largo de cualquier coordenada horizontal que cruce las montañas permite obtener las componentes de $\overline{M_R}$ zonal y meridional que no dependen del largo del paso de integración (por ej. Smith y otros, 2008). Siguiendo esto, es posible ver que los

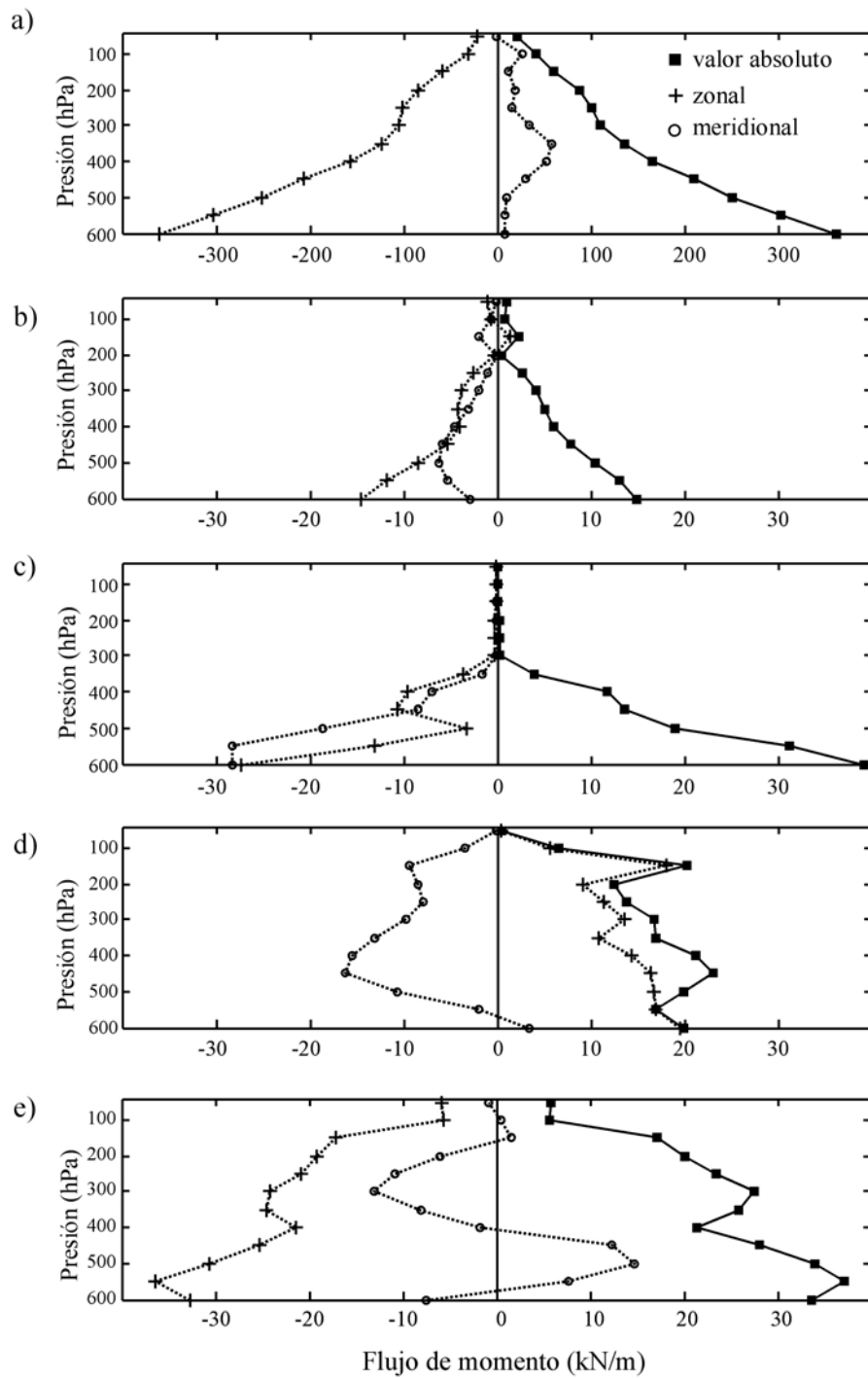


Figura 3.25: M_{xR} (cruces), M_{yR} y la magnitud del flujo de cantidad de movimiento (valor absoluto) $M_R = (M_{xR}^2 + M_{yR}^2)^{0,5}$ (cuadrados) a niveles constantes de presión, cada 50 hPa entre 600 y 50 hPa y pasos de latitud constante, para los casos a) 1, b) 2, c) 3, d) 4 y e) 5.

resultados del flujo de cantidad de movimiento en la figura 3.25 se presentan en unidades [presión] \times [distancia], correspondiente a la densidad de flujo de cantidad de movimiento por unidad de tiempo y longitud (en lugar de unidad tiempo y área). Ahora, si se dividen los resultados del M_{xR} correspondientes a una región y altura por un segmento zonal Δx , donde $[\Delta x, \Delta y]$ representan [zonal, meridional] en una región donde se promedió el flujo de cantidad de movimiento zonal elegido por otros autores, ambos resultados deberían ser comparables. Por ejemplo, $\Delta x \sim 720$ km en 71S, de acuerdo a los resultados de Vorcore reportados por Vincent y otros (2007) en celdas longitud \times latitud de $20^\circ \times 20^\circ$. En 71S, entre 50 y 100 hPa, se obtuvo -5.6 KN/m. Dividiendo por 720 km, obtenemos $-0,78,10^{-5}$ KN/m² = -7.8 mPa. Este valor es comparable a los valores medios de -3.4 mPa obtenidos por Vincent y otros (2007), teniendo en cuenta estos autores también encontraron que el flujo de cantidad de movimiento zonal siempre es negativo durante el invierno en la estratósfera y localmente alcanzó -12 mPa sobre la PA.

Una segunda comparación, se puede hacer a partir de los perfiles verticales de T del satélite (HIRDLS) y el procedimiento seguido por Ern y otros (2004). Como se mencionó en la sección 3.2, Alexander y otros (2008) obtuvieron estimaciones de flujo de cantidad de movimiento en la zona de SA, promediados entre 20 y 30 km de altura y durante días en mayo de 2006, reportando valores de 5 mPa y utilizando cubos de $5^\circ \times 30^\circ$ de latitud \times longitud. En esta región, los resultados obtenidos en este trabajo (figura 3.25) correspondientes al caso 1 en la baja estratósfera, en unidades de [presión], luego de considerar el promedio sobre 30° de longitud aplicado por Alexander y otros (2008), indican valores de 10 a 20 mPa, entre 50 y 100 hPa respectivamente. En esta comparación se debe tener en cuenta importantes restricciones. En particular, el método a partir de Ern y otros (2004) tiende a subestimar los flujos de cantidad de movimiento mientras que considera que una onda monocromática en la aproximación hidrostática transporta el flujo de cantidad de movimiento. Las ondas de montaña cerca de los Andes y en particular en el caso 1, son esencialmente no-hidrostáticas.

Para identificar posibles efectos de reflexiones parciales de onda cerca de la tropopausa, se calcula el coeficiente de equipartición entre las densidades de energía de onda potencial y cinética:

$$EQR = \frac{PE}{KE} = \frac{(1/2)\rho_0(g^2/N^2) \int_R \left(\frac{T'}{T}\right)^2 dx}{(1/2)\rho_0 \int_R (u^2 + v^2 + w^2) dx} \quad (3.8)$$

donde g es la aceleración de la gravedad. EQR es esperable que se aleje de la unidad cuando se presentan ondas ascendentes y descendentes en un nivel dado. En los 5 casos y en todos los niveles de presión, EQR siempre es menor que uno y exhibe una variabilidad considerable (tabla 3.2.10). Se puede diferenciar entre dos situaciones: en los casos 1 y 2, se encuentran valores máximos de EQR en niveles bajos y altos, mientras que cerca de la tropopausa, situada alrededor de 200 hPa , este coeficiente se minimiza. Por otro lado, las características de EQR en los casos 3, 4 y 5 es claramente la opuesta. En general, fuertes variaciones de EQR pueden considerarse como indicadoras de reflexión parcial (por ej. Smith y otros, 2008). Los resultados de este trabajo no parecen corresponderse con un escenario con sólo ondas ascendentes y descendentes puras, donde debería esperarse EQR cercano a uno. En estos casos considerados, además de la identificación de reflexión parcial de procesos de rompimiento y de niveles críticos, todavía es incierta la existencia de efectos adicionales como generación no lineal de ondas atrapadas.

Como resultado, se puede afirmar que el análisis por transformada de wavelet continua a niveles de presión constante y orientación perpendicular a las superficies de las crestas resultan una herramienta útil para el estudio de ondas de montaña simuladas, validadas con datos de RO GPS. En todos los casos se identificaron claramente uno o dos modos principales de oscilación. La longitud de onda horizontal del modo principal se ubica alrededor de 50 km. La longitud de onda vertical es fuertemente variable debido a los intensos vientos de fondo y se estima entre 2 y 11 km. Los períodos intrínsecos se hallan en general en un rango entre alrededor de 10 *min* y menos de una hora. La velocidad vertical alcanza valores extremos en niveles de 250-300 hPa . En todos los casos se observan diferentes características de circulación sinóptica. Se observó un mayor depósito de flujo de cantidad de movimiento sobre el sector más norte de los analizados, esto es, sobre la zona de Cuyo con topes elevados. El flujo de cantidad de movimiento hallado es comparables con mediciones previas realizadas con i) globos de larga duración y ii) mediciones remotas a partir de perfiles de temperatura obtenidos con satélites.

Table 1. Potential/Kinetic wave energy density ratio.

Pressure level (hPa)	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5
6.00E+02	3.53E-01	6.92E-01	2.79E-02	2.09E-01	2.29E-02
5.50E+02	3.06E-01	2.16E-01	1.56E-02	8.02E-02	2.84E-02
5.00E+02	3.13E-01	1.53E-01	1.09E-02	2.13E-02	4.50E-02
4.50E+02	2.87E-01	2.00E-01	1.02E-02	8.72E-03	6.27E-02
4.00E+02	1.58E-01	3.28E-01	3.40E-02	1.78E-02	1.33E-01
3.50E+02	4.84E-02	2.67E-01	7.34E-02	7.19E-02	2.40E-01
3.00E+02	4.45E-02	1.02E-01	3.03E-01	1.80E-01	3.22E-01
2.50E+02	1.98E-01	1.83E-01	3.49E-01	1.87E-01	2.00E-01
2.00E+02	1.93E-01	1.62E-01	4.75E-01	1.48E-01	1.02E-01
1.50E+02	1.85E-01	1.46E-01	3.23E-01	1.85E-01	1.22E-01
1.00E+02	7.84E-01	2.29E-01	1.49E-01	2.52E-01	8.85E-02
5.00E+01	4.29E-01	2.87E-01	1.49E-01	8.14E-02	8.67E-02

Capítulo 4

Conclusiones

Como resultado del trabajo desarrollado en esta Tesis y de las aplicaciones propuestas utilizando datos experimentales derivados de la técnica de RO satelital GPS-LEO en la tropósfera, con especial énfasis en Sudamérica y en particular la región de Cuyo, las conclusiones obtenidas son:

- Si bien los perfiles verticales de RO-GPS están siendo utilizados en la actualidad, hasta el momento sólo se había probado eficacia para las variables de la atmósfera media y alta. Los resultados obtenidos sobre la tropósfera permiten pensar que esta técnica es capaz de distinguir, además, procesos meteorológicos promediados en el espacio o en el tiempo. El comportamiento de la humedad en capas bajas queda bien descrito por los perfiles tanto en escala sinóptica como en escala climatológica. Su evolución temporal resultó satisfactoria además en escala regional.
- Con el fin de contribuir a mejorar el análisis de propagación de ondas de gravedad entre la tropósfera y estratósfera a partir de perfiles de temperatura, se desarrolló un método de filtrado que reduce los errores en el cálculo de energía potencial asociada a la actividad ondulatoria cerca de la tropopausa.

A partir de zonas de intensa actividad ondulatoria detectada a través de 10 años de observaciones de RO-GPS, se detectaron ondas de gravedad sobre las regiones de mayor energía potencial de Sudamérica: la zona de Cuyo, la Patagonia sur y la península Antártica:

- Las ondas de gravedad interna de montaña en la región de Cuyo revelan su importancia como mecanismo de disparo de convección profunda con producción de granizo. En los tres casos analizados, se observa dos modos de oscilación estacionarios de gran amplitud y alta frecuencia intrínseca. En todos los casos, la ubicación en el espacio y tiempo de los máximos de las ondas de montaña simuladas por simulaciones numéricas de mesoescala y validadas con perfiles de RO GPS, coincide con el inicio de las tormentas inmediatamente antes del primer eco en el radar. Los valores de velocidad vertical y la inhibición convectiva hallados, sugieren que las ondas de montaña por sí solas son suficientes

para generar y sostener el inicio de las convecciones. Dichos parámetros pueden ser utilizados como alertas de tormentas severas en comparación con el CAPE y otros índices de inestabilidad sobre esta región. Luego del inicio de la convección, las simulaciones indican una irradiación de ondas de gravedad de alta frecuencia corriente en la ubicación del máximo de w .

- A partir de cinco casos de ondas de gravedad detectadas sobre Patagonia sur, Pasaje de Drake y península Antártica durante el invierno de 2009, se caracterizaron esas ondas y se evaluó la distribución vertical del flujo de cantidad de movimiento asociado a las mismas. Se observaron sistemáticamente ondas de montaña de gran amplitud, estacionarias y no hidrostáticas, hasta la baja estratósfera. Sobre el Pasaje de Drake, no se identificaron ondas de montaña, aunque sí modos propagantes generados probablemente por fuertes gradientes de velocidad del viento. El análisis por transformada de wavelet continua a niveles de presión constante y orientación perpendicular a las superficies de las crestas resultaron una herramienta útil para el estudio de ondas de montaña simuladas, validadas con datos de RO GPS. En todos los casos se identificaron claramente uno o dos modos principales de oscilación (alrededor de 50 km de longitud de onda horizontal) con longitud de onda vertical es fuertemente variable debido a los intensos vientos de fondo (alrededor de entre 2 y 11 km). Los períodos intrínsecos se hallaron en general en un rango entre alrededor de 10 min y menos de una hora. La velocidad vertical alcanza valores extremos en niveles de 250-300 hPa. Durante los 3 meses analizados, 97 horas sinópticas fueron afectadas por un sistema de baja presión, no siendo el período total de estudio suficiente para establecer correlaciones entre la generación de ondas de montaña de gran amplitud y las condiciones sinópticas. Se observó un flujo vertical de cantidad de movimiento horizontal de elevados valores a baja altura que decrecen con altura, luego de una deposición debido a mecanismos de reflexión parcial, niveles críticos y rompimiento de las ondas en la alta tropósfera y baja estratósfera. Se observaron valores de esta cantidad comparables con mediciones previas realizadas con i) globos de larga duración y ii) mediciones remotas a partir de perfiles de temperatura obtenidos con satélites. Se estimó el

cociente de energía cinética y potencial, como reconocido indicador de posibles reflexiones parciales a todos los niveles de presión. A partir de los resultados hallados, se elaboran sugerencias para diferentes trayectorias a seguir por los aviones durante la campaña experimental mencionada.

- Finalmente, como continuación del trabajo de investigación desarrollado en esta Tesis, se propone desarrollar en el futuro inmediato dos líneas de investigación. A escala global, el estudio del flujo vertical de momento debido a las principales cadenas montañosas y su comparación con el flujo de momento debido a otras fuentes de generación de ondas de gravedad, como los sistemas convectivos. A escala regional, se propone el análisis de un número considerable de tormentas en la región de Cuyo, observando las características de las mismas, en presencia y ausencia de ondas de montaña de gran amplitud.

Capítulo 5

Referencias

Alexander, M.J. y H. Teitelbaum, 2007. Observation and analysis of a large amplitude mountain wave event over the Antarctic peninsula, *J. Geophys. Res.*, 112, D21103, doi:10.1029/2006JD008368.

Alexander, M.J., J. Gille, C. Cavanaugh, M. Coffey, C. Craig, T. Eden, G. Francis, C. Halvorson, J. Hannigan, R. Khosravi, D. Kinnison, H. Lee, S. Massie, B. Nardi, J. Barnett, C. Hepplewhite, A. Lambert y V. Dean, 2008. Global estimates of gravity wave momentum flux from High Resolution Dynamics Limb Sounder observations, *J. Geophys. Res.*, 113, D15S18, doi:10.1029/2007JD008807.

Alexander, P.A., Tsuda, T., Kawatani, Y., Takahashi, M., 2008. Global distribution of atmospheric waves in the equatorial upper troposphere and lower stratosphere: COSMIC observations of wave mean flow interactions, *J. Geophys. Res.*, 113, D24115, doi:10.1029/2008JD010039.

Alexander S. P., T. Tsuda, Y. Kawatani (2008), COSMIC GPS Observations of Northern Hemisphere winter stratospheric gravity waves and comparisons with an atmospheric general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L10808, doi:10.1029/2008GL033174.

Alexander, P., de la Torre, A., Llamedo, P., Hierro, R., Schmidt, T., Haser, A., and J. Wickert, 2011: A method to improve the determination of wave perturbations close to the tropopause by using a digital filter. *Atmos. Meas. Tech.*, 4, 1777-1784, doi:10.5194/amt-4-1777-2011,

Allen, S.J., Vincent, R.A., 1995. Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *J. Geophys. Res.*, 100, 1327-1350.

Anthes, R. A., and Coauthors, 2008: The cosmic/formosat-3 mission: early results. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 89, 313-333. doi: 10.1175/BAMS-89-3-313.

Bacmeister, J. T., M. R. Schoeberl, L. R. Lait, P. A. Newman, y B. Gary, 1990.

ER-2 mountain wave encounter over Antarctica: Evidence for blocking, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 81-84.

Boccara, G., A. Hertzog, R. A. Vincent y F. Vial, 2008. Estimation of Gravity Wave Momentum Flux and Phase Speeds from Quasi-Lagrangian Stratospheric Balloon Flights. Part I: Theory and Simulations. *J. Atmos. Sci.* 65, 3042-3055

Campetella, C., y C. Vera, 2002. The influence of the Andes mountains on the South America low-level flow. *Geophys. Res. Lett.*, 29, 17, 1826, doi:10.1029/2002GL015451.

Canziani, P.O., J.R. Holton, E. Fishbein, L. Froidevaux, J. W. Waters, 1994. Equatorial Kelvin waves: A UARS MLS view, *J. Atmos. Sci.*, 51, 3053-3076.

Chimonas, G. y C. J. Nappo, 1987. A thunderstorm bow wave. *J. Atmos. Sci.* 44:533-541.

de la Torre, A., Vincent, D., Tailleux, R., Teitelbaum, H., 2004. A deep convection event above the Tunuyán Valley near to the Andes Mountains. *Mon. Weather Rev.* 132, 9, 2259-2268.

de la Torre, A. y P. Alexander (2005), Gravity waves above Andes detected from GPS radio occultation temperature profiles: Mountain forcing?, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L17815, doi:10.1029/2005GL022959.

de la Torre, A., Schmidt, T., Wickert, J., 2006. A global analysis of wave potential energy in the lower stratosphere derived from 5 years of GPS radio occultation data with CHAMP, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L24809, doi:10.1029/2006GL027696.

de la Torre, A., Alexander, P., Llamedo, P., Menéndez, C., Schmidt, T., Wickert, J., 2006. Gravity waves above the Andes detected from GPS radio occultation temperature profiles: jet mechanism? *Geophys. Res. Lett.* 33, L24810. doi:10.1029/2006GL027343.

de la Torre, A., Llamedo, P., Alexander, P., Schmidt, T., Wickert, J., 2009: Estimated errors in a global gravity wave climatology from GPS radio occultation temperature profiles, *Adv. Space Res.*, 46, 174-179, 2010.

de la Torre, A., R. Hierro, P. Llamedo, A. Rolla and P. Alexander, 2011: Severe Hail storms near Southern Andes in the Presence of Mountain Waves. *Atmos. Res.*, 101, (1-2), 112-123, doi:10.1016/j.atmosres.2011.01.015.

de la Torre, A., P. Alexander, R. Hierro, P. Llamedo, A. Rolla, T. Schmidt and J. Wickert, 2012. Large Amplitude Gravity Waves above the Southern Andes, the Drake Passage and the Antarctic Peninsula. *J. Geophys. Res.*, 117, D02106, doi:10.1029/2011JD016377

Dixon, M., y G. Wiener, 1993. TITAN: Thunderstorm Identification, Tracking, Analysis and Nowcasting, a radar-based methodology. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 10, 785-797.

Doswell, C.A., 2001. Severe convective storms - an overview. *Am. Met. Soc. Meteorol. Monogr.* 28, 50, 1-26.

Dudhia, J., 1989. Numerical study of convection observed during the Winter Monsoon Experiment using a mesoscale two-dimensional model. *J. Atmos. Sci.* 46, 3077-3107.

Dunkerton, T. J., 1984. Inertia-gravity waves in the stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, 41, 3396-3404.

Eckermann, S.D., Vincent, R.A., 1993. VHF radar observations of gravity-wave production by cold fronts over southern Australia, *J. Atmos. Sci.*, 50, 785-806.

Eckermann, S.D., Preusse, P., 1999. Global measurements of stratospheric mountain waves from space. *Science* 286, 1534-1537. Emanuel, K.A., 1994. Atmospheric

Convection. Oxford University Press, New York. 580 pp.

Eckermann, S. D., D. L. Wu, J. D. Doyle, J. F. Burris, T. J. McGee, C. A. Hostetler, L. Coy, B. N. Lawrence, A. Stephens, J. P. McCormack, and T. F. Hogan, 2006. Imaging gravity waves in lower stratospheric AMSU-A radiances, Part 2: Validation case study, *Atmos. Chem. Phys.*, 6, 3343-3362.

Eliassen, A., y E. Palm, 1961. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 22, 1-23.

Eom, J., 1975. Analysis of the internal gravity wave occurrence of April 19, 1970 in the Midwest. *Mon. Weather Rev.* 103, 217-226.

Ern, M., P. Preusse, M.J. Alexander, C.D. Warner, 2004. Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data, *J. Geophys. Res.*, 109 D20103, 492 doi:10.1029/2004JD004752.

Fritts, D.C., M.J. Alexander, 2003. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, 411, 1003, doi:10.1029/2001RG000106.

Fritts, D.C., R.B. Smith, J.D. Doyle, S. Eckermann, 2010. Overview of the Southern Andes?ANTarctic GRavity wave InitiAtive SAANGRIA, 14th Conf. on Mountain Meteorology, <https://confex.webex.com/cmp0306lc/webcomponents/docshow/>.

García-Ortega, E., López, L., Sánchez, J.L., 2009. Diagnosis and sensitivity study of two severe storm events in the Southeastern Andes. *Atmos. Res.* 93, 161-178.

Garreaud, R. D., J. M. Wallace, R. D., J. M. Wallace, 1997. The diurnal march of the convective cloudiness over the Americas. *Mon. Wea. Rev.*, 125, 12, 3157-3171.

Garreaud, R., 2009. The Andes climate and weather. *Adv. Geosciences*, 7, 1-9.

Gill, A.E., 1982. Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, 662 pp.

Grell, G.A., y D. Devenyi, 2002. A generalized approach to parameterizing convection combining ensemble and data assimilation techniques. Geophys. Res. Lett. 29. doi:10.1029/2002GL015311.

Gorbunov, M. E., S. V. Sokolovskiy, 1993. Remote sensing of refractivity from space for global observation of atmospheric parameter, Rep. No. 119, 58pp., Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, Germany.

Gossard, E. E. y , W. H. Hooke, 1975. Waves in the Atmosphere, 456 pp. San Diego: Academic Press.

Guest, F. M., Reeder, M. J., Marks, C. J., Karoly, D. J., 2000. Inertiagravity waves observed in the lower stratosphere over Macquarie Island, J. Atmos. Sci., 57, 737-752.

Hamming, R.W. 1998. Digital Filters, 3rd ed., Dover Publications, Mineola, New York.

Hardy, K. R., G. A. Hajj, and E. R. Kursinski, Atmospheric profiles from active space-based radio measurements, Preprints, 6th Conference on Satellite Meteorology and oceanography, Atlanta, GA, Amer. Soc., 1992.

Hei, H., T. Tsuda, and T. Hirooka 2008, Characteristics of atmospheric gravity wave activity in the polar regions revealed by GPS radio occultation data with CHAMP, J. Geophys. Res., 113, D04107, doi:10.1029/2007JD008938.

Hertzog, A., G. Boccara, R.A. Vincent, F. Vial, P. Cocquerez, 2008. Estimation of gravity wave momentum flux and phase speeds from quasi-Lagrangian stratospheric balloon flights. Part II: Results from the Vorcore campaign in Antarctica, J. Atmos. Sci., 65 10, pp. 3056-3070.

Hierro, R., P. Llamedo, A. de la Torre, P. Alexander, A. Rolla, 2012. Climatological

patterns over South America derived from GPS RO data. *J. Geophys. Res.*, 117, D03116, doi:10.1029/2011JD016413.

Hines C. O., 1960. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.* 38, 1441-1481.

Ho S.-P., X. Zhou, Y.-H. Kuo, D. Hunt, J.-H. Wang, 2010. Global Evaluation of Radiosonde Water Vapor Systematic Biases using GPS Radio Occultation from COSMIC and ECMWF Analysis. *Remote Sens.*, 2, 1320-1330; doi:10.3390/rs2051320.

Houze, R. A., Jr., 1993. *Cloud Dynamics*. Academic Press, San Diego, 573 pp.

Hoffman, E.G., Bosart, L.F., Keyser, D., 1995. Large-amplitude inertia-gravity wave environments: vertical structure and evolution. Preprints, 15th Conf. Wea. Analysis and Forecasting, Norfolk, VA, Amer. Meteor. Soc, pp. 245-248.

Hong, S.-Y., Dudhia, J., Chen, S.-H., 2004. A revised approach to ice microphysical processes for the bulk parameterization of cloud and precipitation. *Mon. Weather Rev.* 132, 103-120.

Hong, S.-Y., Noh, Y., Dudhia, J., 2006. A new vertical diffusion package with an explicit treatment of entrainment processes. *Mon. Weather Rev.* 134, 2318-2341.

Hooke, W.H., 1986. Gravity waves. *Mesoscale Meteorology and Forecasting*: In: Ray, P. (Ed.), Amer. Meteor. Soc. , pp. 272-288.

Jiang, J. H., D. L. Wu, y S. D. Eckermann, 2002. Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) MLS observation of mountain waves over the Andes, *J. Geophys. Res.*, 107(D20), 10.1029/2002JD002091.

Jiang, J. H., S. D. Eckermann, D. L. Wu, y J. Ma, 2004. A search for mountain waves in MLS stratospheric limb radiances from the winter Northern Hemisphere:

Data analysis and global mountain wave modeling, *J. Geophys. Res.*, 109, D03107, doi:10.1029/2003JD003974.

Jiang, J. H., S. D. Eckermann, D. L. Wu, K. Hocke, B. Wang, J. Ma, y Y. Zhang, 2005. Seasonal variation of gravity wave sources from satellite observation, *Adv. Space Res.*, 35, 1925-1932.

Johns, R.H. y C. A. Doswell III, 1992. Severe local storms forecasting. *Weather Forecasting* 7, 588-612.

Kaiser, J. F.: Digital Filters, In Kuo, F. F. and Kaiser, J. F., 1966 (Eds.), *System Analysis by Digital Computer*, Wiley, New York.

Kishore, P., M. Venkat Ratnam, S.P. Namboothiri, Isabella Velicogna, Ghouse Basha, J.H. Jiang, K. Igarashi, S.V.B. Rao, V. Sivakumar, 2011: Global 50°S-50°N distribution of water vapor observed by COSMIC GPS RO: Comparison with GPS radiosonde, NCEP, ERA-Interim, and JRA-25 reanalysis data sets. *J Atmos Sol Terr Phys* in press, doi:10.1016/j.jastp.2011.04.017.

Koppel, L.L., Bosart, L.F., Keyser, D., 2000. A 25-yr climatology of largeamplitude hourly surface pressure changes over the conterminous United States. *Mon. Weather Rev.* 128, 51-68.

Kuo, Y.-H., T.-K. Wee, S. Sokolovskiy, C. Rocken, W. Schreiner, D. Hunt, and R. A. Anthes, 2004. Inversion and error estimation of GPS radio occultation data. *J. Meteor. Soc. Japan*, 82, 507-531.

Kursinski, E. R., Hajj, G. A., Schofield, J. T., Linfield, R. P., Hardy, K. R., 1977. Observing Earth's atmosphere with radio occultation measurements using the Global Positioning System, *J. Geophys. Res.*, 102, 23,429-23,465.

Lenters J. D. and K. H. Cook, 1997. On the Origin of the Bolivian High and Related

-
- Circulation Features of the South American Climate. *J. Atmos. Sci.*, 54, 656-678.
- Lindzen, R.S. and K. K. Tung, 1976. Banded convective activity and ducted gravity waves. *Mon. Weather Rev.* 104, 1602-1617.
- Lindzen, R. S. (1990), *Dynamics in atmospheric physics*, Cambridge University Press, NY.
- Liou, Y.-A., Pavelyev, A.G., Liu, S.F., Pavelyev, A.A., Yen, N., Huang, C.Y., Fong, C.J., 2007. FORMOSAT-3 GPS radio mission: preliminary results. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* 45, 3813-3826.
- Llamedo, P., A. de La Torre, P. Alexander, D. Luna, T. Schmidt, J. Wickert, 2009. A gravity wave analysis near to the Andes Range from GPS radio occultation data and mesoscale numerical simulations: Two case studies. *J. Adv. Space Res.* (2009), doi:10.1016/j.asr.2009.04.023
- Lo, J. C.-F., Z.-L. Yang, and R.A. Pielke, 2008. Assessment of three dynamical climate downscaling methods using the Weather Research and Forecasting WRF model, *J. Geophys. Res.* , 113 , D09112, doi:10.1029/2007JD009216.
- Marengo, J., W. Soares, C. Saulo and M. Nicolini, 2004. Climatology of Low-Level Jet east of the Andes as derived from the NCEP-NCAR reanalyses. *J. of Climate*, 17, 12, 2261-2280.
- Melbourne, W. G., E. S. Davis, G. A. Hajj, , K. R. Hardy, E. R. Kursinski, T. K. Meehan y , L. E. Young, 1994. The application of spaceborne GPS to atmospheric limb sounding and global 20 change monitoring, JPL Publication, 94-18, Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, 1994.
- Mlawer, E.J., Taubman, S.J., Brown, P.D., Iacono, M.J., Clough, S.A., 1997. Radiative transfer for inhomogeneous atmosphere: RRTM, a validated correlated-k model for the long-wave. *J. Geophys. Res.* 102 (D14), 16663-16682.

Monin, A.S., Obukhov, A.M., 1954. Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk. USSR* 151, 163-187.

Namboothiri, S. P., Jiang, J. H., Kishore, P., Igarashi, K., Ao, C. O., Romans, L. J., 2008. CHAMP observations of global gravity wave fields in the troposphere and stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 113, D07102, doi:10.1029/2007JD008912.

Nastrom, G.D., Fritts, D.C., 1992. Sources of mesoscale variability of gravity waves, I, topographic excitation, *J. Atmos. Sci.*, 49, 101-110.

Nappo, C.J. 2002. *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*, Int. Geophys. Ser., 85, 276 pp., Academic, San Diego, Calif.

Nogués-Paegle J., K. Mo, and J. Paegle, 1998. Predictability of the NCEP/NCAR reanalysis model during austral DJF. *Mon. Wea. Rev.*, 126, 3135-3152.

Palm E., 1955. Multiple-layer mountain wave models with constant stability and shear. Technical Report, *Sci. Rep.*, 3, Contract No. AF 19(604)-728. Air Force Cambridge Research Center, Cambridge, MA.

Petterssen, S., 1941. *Introduction to Meteorology*. McGraw-Hill Book Co., New York, EUA, 236 pp.

Plougonven, R., A. Hertzog, H. Teitelbaum, 2008. Observations and simulations of a large-amplitude mountain wave breaking over the Antarctic Peninsula, *J. Geophys. Res.*, 113, D16113, doi:10.1029/2007JD009739.

Preusse, P., A. Dörnbrack, S. D. Eckermann, M. Riese, B. Schaeler, J. T. Bacmeister, D. Broutman, and K. U. Grossmann, 2002. Space-based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA, 1, Sensitivity, analysis method, and a case study, *J. Geophys. Res.*, 107(D23), 8178, 10.1029/2001JD000699.

Preusse, P., S.D. Eckermann y M. Ern, 2008. Transparency of the atmosphere to short horizontal wavelength gravity waves, *J. Geophys. Res.*, 113, D24104, doi:10.1029/2007JD009682.

Queney, P., 1948. The problem of air flow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 29, 16-26.

Ratnam, M.V., Tetzlaff, G., Jacobi, C., 2004. Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHAMP/GPS satellite, *J. Atmos. Sci.*, 61, 1610-1620.

Riemann-Campe, K., Fraedrich, K., Lunkeit, F., 2009. Global Climatology of Convective Available Potential Energy (CAPE) and Convective Inhibition (CIN) in ERA-40 reanalysis. *Atmos. Res.* 93, 534-545.

Saulo, C., Nicolini, M., Chou, S.C., 2000. Model characterization of the South American low-level flow during 1997-1998 spring-summer season. *Climate Dyn.* 16, 867-881.

Sawyer, J. S., 1959. The introduction of the effects of topography into methods of numerical forecasting. *Q. J. R. Meteorol. Soc.* 85, 31-43.

Scavuzzo, C. M., Lamfri, M. A., Teitelbaum, H., Lott, F., 1998. A study of the low-frequency inertio-gravity waves observed during the Pyr´en´es Experiment, *J. Geophys. Res.*, 103, 1747-1758.

Schmidt, T., de la Torre, A., Wickert, J., 2008. Global gravity wave activity in the tropopause region from CHAMP radio occultation data, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L16807, doi:10.1029/2008GL034986.

Schonwiese, C. D., 2006. *Praktische Statistik fur Meteorologen und Geowissenschaftler*,

4th ed., Borntraeger, Berlin.

Seluchi, M. E., J. A. Marengo, 2000. Tropical-midlatitude ex-change of air masses during DJF and JJA in SouthAmerica: Climatic aspects and examples of intense events. *Int. J. Climatol.*, 20, 1167-1190.

Seluchi, M., A.C. Saulo, M. Nicolini, P. Satyamurty, 2003. The Northwestern Argentinean Low: A Study of TwoTypical Events. *Mon. Wea. Rev.*, 131, 2361-2378.

Seluchi, M.E., Garreaud, R.D., Norte, F.A., Saulo, A.C., 2006. Influence of the subtropical Andes on baroclinic disturbances: a cold front case study. *Mon. Weather Rev.* 134, 3317-3335.

Simonelli S., F. Norte, N. Heredia, M. Seluchi, 2006. The storm of January 1, 2000, north of the city of Mendoza. *Atmósfera* 20 I 1-23.

Simmons, A. S., D. D. Uppala y S. Kobayashi, (2007). Era Interim: new ECMWF reanalysis products from 1989 onwards. *ECMWF Newsletter*, (110), 29-35.

Shutts, G.J., Kitchen, M., Hoare, P.H., 1988. A large amplitude gravity wave in the lower stratosphere detected by radiosonde. *Q. J. R. Meteorolog. Soc.* 114, 579-594.

Shutts, G.J. y S.B. Vosper, 2011. Stratospheric gravity waves revealed in NWP model forecasts, *Q. J. Roy. Met. Soc.*, 137 655, pp. 303-317.

Skamarock, W.C., Klemp, J.B., Dudhia, J., Gill, D.O., Barker, D.M., Duda, M., Huang, X.-Y., Wang, W., Powers, J.G., 2008. A Description of the Advaced Research WRF Version 3, NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR.

Smith, E. K., S. Weintraub, 1953. The constrain in the equation for atmospheric refractive index at radio frequencies, *Proc. Of the I.R.E.*,41, 1404-1410.

Smith, R.B., 1979. The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*

21, 87-230.

Smith, R.B., B.K. Woods, J. Jensen, W.A. Cooper, J.D. Doyle, Q. Jiang, V. Grubisic, 2008. Mountain Waves Entering the Stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, 65, 2543-2562.

Sokolovskiy, S. V., C. Rocken, D. H. Lenschow, Y.-H. Kuo, R. A. Anthes, W. S. Schreiner, D. C. Hunt, 2007. Observing the moist troposphere with radio occultation signals from COSMIC. *Geophys. Res. Lett.*, 34, L18802, doi:10.1029/2007GL030458.

Steiner, A. K., Kirchengast, G., 2000. Gravity wave spectra from GPS/MET occultation observations, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 17, 495-503.

Stobie, J. G., F. Einaudi y L. W. Uccellini, 1983. A case study of gravity waves-convective storms interactions: 9 May 1979. *J. Atmos. Sci.* 40, 2804-2830.

Teitelbaum, H., H. Le Treut, M. Moustou, G. C. Cabrera and G. Ibañez, 2008. Deep convection east of the Andes Cordillera: A test case analysis of airmass origin. *Mon. Wea. Rev.*, 136, 2201- 2209.

Thayer, G. D., 1974. An improved equation for the radio refractive index of air, *Radio Sci.*, 9, 803-807.

Tsuda, T., VanZandt, T.E., Mizumoto, M., Kato, S., Fukao, S., 1991. Spectral analysis of temperature and Brunt-Väisälä frequency fluctuations observed by radiosondes, *J. Geophys. Res.*, 96, 17265-17278.

Tsuda, T., Nishida, M., Rocken, C., Ware, R.H., 2000. A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS occultation data (GPS/MET), *J. Geophys. Res.*, 105, 7257- 7273.

Uccellini, L.W., 1975. A case study of apparent gravity wave initiation of severe con-

vective storms. *Mon. Weather Rev.* 103, 497-513.

L. W. Uccellini y S. E. Kock, 1987. The synoptic setting and possible energy sources for mesoscale wave disturbances. *Mon. Weather Rev.* 115:721-729.

Velasco, I. and J. M. Fritsch, 1987. Mesoscale Convective Complexes in the Americas. *J. Geophys. Res.*, 92, 9591 - 9613.

Vera, C., Higgins, W., Amador, J., Ambrizzi, T., Garreaud, R., Gochis, D., Gutzler, D., Lettenmaier, D., Marengo, J., Mechoso, C.R., Nogues-Paegle, J., Silva Diaz, P.L. and C. Zhang, 2006. Towards a unified view of the American Monsoon System. *J. Clim.* 19, 4977-5000.

Vincent, R.A. I.M. Reid, 1983. HF Doppler measurements of mesospheric momentum fluxes, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321-1333.

Vincent, R. A., Allen, S. J., Eckermann, S. D., 1997. Gravity-wave parameters in the lower stratosphere, NATO ASI Series I, Global Environmental Change, Vol. 50, Springer-Verlag, 725.

Vincent, R.A., A. Hertzog, G. Boccara, F. Vial, 2007. Quasi-Lagrangian superpressure balloon measurements of gravity-wave momentum fluxes in the polar stratosphere of both hemispheres, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L19804, doi:10.1029/2007GL031072.

Wang, L. y M. J. Alexander, 2010. Global estimates of gravity wave parameters from GPS radio occultation temperature data, *J. Geophys. Res.*, 115, D21122, doi:10.1029/2010JD013860.

Warner, C.D. y M.E. McIntyre, 1996. On the propagation and dissipation of gravity wave spectra through a realistic middle atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 53, 22, 3213-3235.

Warner, C.D. M.E. McIntyre, 1999. Toward an ultra-simple spectral gravity wave parameterization for general circulation models, *Earth Planets Space*, 51, 475-484.

Wu, D.L., P. Preusse, S. D. Eckermann, J. H. Jiang, M. de la Torre Juárez, L. Coy y D. Y. Wang, 2006. Remote sounding of atmospheric gravity waves with satellite limb and nadir techniques, *Adv. Space Res.*, 37, 2269-2277.

Zhou J., K-M Lau, 1998. Does a monsoon climate exist over South America? *J. Clim.* 11, 1020-1040.

Zulicke, C., D. Peters, 2006. Simulation of inertia-gravity waves in a poleward-breaking Rossby wave, *J. Atmos. Sci.*, 63, 3253-3276.